ZUR THEORIE DES DURCHGANGES DER KANALSTRAHLEN DURCH MATERIE UND DEREN EXPERIMENTELLER PRÜFUNG.

INAUGURAL-DISSERTATION

ZUR

ERLANGUNG DER DOKTORWÜRDE

DER

HOHEN

NATURWISSENSCHAFTLICH-MATHEMATISCHEN FAKULTÄT

DER

ALBERT-LUDWIGS-UNIVERSITÄT ZU FREIBURG I. BR.

ACAD. LUGD. BAT. BIBL.

VORGELEGT AM 1. DEZEMBER 1911

VON

JOSEPH KUTSCHEWSKI

AUS SUWALKI.

LEIPZIG,

JOHANN AMBROSIUS BARTH

1912.

Druck von Metzger & Wittig in Leipzig

Inhalt.

Seite

Einleitung 5
1. Versuchsanordnung 8
2. Geschwindigkeitsbeeinflussung der Kanalstrahlen durch Materie 14
3. Zur Theorie der Geschwindigkeitsbeeinflussung 20
4. Scattering der Kanalstrahlen 22
5. Methode der Umladungsmessungen usw. 24
   a) Einfluß der Ausdehnung der Magnetfelder 24
   b) Einfluß des Querschnittes des Strahlenbündels 25
   c) Messung der Schwärzung 27
   d) Schwärzung unabhängig von Ladung und proportional der Zahl der Teile 28
   e) e/m verschiedener Kanalstrahlen 31
6. Erste Theorie der Umladung 33
7. Theorie der Umladung nach W. Wien 39
8. Ermittelung der Größe w 43
9. Umladung von Wasserstoffkanalstrahlen 47
10. Berechnung der „neutralen“ Weglänge 52
11. Einfluß der chemischen Masse auf die Umladung und erste kinetische Deutung der Umladung 54
12. Zweite kinetische Deutung der Umladung. Geschwindigkeitsabhängigkeit der Umladung 58
13. Geschwindigkeit und Potentialgefälle 61
14. Abnahme der Zahl der Kanalstrahlteile 62
15. Die Lichtquantentheorie usw. 65
16. Bildung und Geschwindigkeit negativer Kanalstrahlionen . . . 67
Zusammenfassung 72

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41545323_0093

Einleitung.

In dem folgenden wurde untersucht das Verhalten der Kanalstrahlen beim Durchgang durch Gase hinsichtlich der Geschwindigkeitsänderung, Umladung und Absorption.

Die früheren Beobachtungen über Kanalstrahlen sind enthalten in dem Buch von E. Gehrcke[1]), die neusten Untersuchungen sind im „Bericht über Kanalstrahlen im elektrischen und magnetischen Feld“ von H. v. Dechend und W. Hammer[2]) dargestellt. Die seitdem erschienenen sind, soweit sie speziell das Thema betreffen, im folgenden zitiert.

Die in dieser Arbeit aufgestellte Theorie und die mitgeteilten Beobachtungen sind eine Fortsetzung von Untersuchungen, die der Verfasser früher gemeinschaftlich[3]) mit J. Koenigsberger ausgeführt hatte.

Bekanntlich bestehen die Kanalstrahlen aus rasch bewegten elektrisch geladenen und ungeladenen Teilen. Wenn nicht besondere Maßnahmen und Kunstgriffe getroffen sind, besteht der Kanalstrahl, je nach dem Inhalt des Entladungsraumes aus verschiedenen Ionen. Die Erforschung der mannigfaltigen Erscheinungen im Kanalstrahl erfordert der Einfachheit und Sicherheit halber die Untersuchung der einzelnen Erscheinung, was aber nur in einem Raume möglich ist, der von elektrischer Ladung frei ist. Für viele qualitative und quantitative Untersuchungen ist ein variabler und regulierbarer Gasdruck im Beobachtungsraum notwendig. Hierbei soll eine Druckänderung im Entladungsraum verhindert werden.

---

1) E. Gehrcke, Positive Strahlen, Lpg. 1909.

2) W. Hammer, Jahrbuch der Radioakt. u. Elektron. 1911 p. 317.

3) J. Koenigsberger u. J. Kutschewski, Sitzungsber. d. Heidelberger Akad. 1910, 1911.

Dies geschieht nach der Anordnung von W. Wien oder, was für manche Untersuchungen noch vorteilhafter ist, nach der Anordnung, die von J. J. Thomson gegeben worden ist.

Bei unserer Anordnung, deren Einzelheiten in § 1 beschrieben werden, gehen die im Entladungsraum entstandenen Kanalstrahlen durch ein Loch in der Aluminiumkathode, dann durch eine feine Kapillare und durch ein Loch des Messinghahnes hindurch.

Sie fliegen weiter zwischen den Platten des Kondensators (I) und an derselben Stelle zwischen den Polen eines Elektromagnets (I). Die Pole dieses Elektromagneten sind über die Kondensatorplatten geschoben, so daß die elektrischen und magnetischen Kraftlinien zusammenfallen.

Auf dem weiteren Wege des Strahles liegt noch ein zweiter Kondensator, dessen Platten zu denen des ersten senkrecht stehen. Der Strahl wandert weiter zwischen den Polen des zweiten Elektromagnets und trifft schließlich einen Phosphoreszenzschirm. Wenn keines der Felder erregt ist, dann erzeugt der Kanalstrahl bei gutem Vakuum einen scharfen sichtbaren Fleck = (N), Fig. A. Laden wir den ersten Kondensator z. B. auf 440 Volt, so lenken wir somit die sämtlichen positiven Ionen in Richtung der elektrischen Kraft ab $-nE$. Erregen wir das erste magnetische Feld, so lenkt dieses gleichzeitig die positiven Ionen in eine zu Kraftlinien senkrechte Richtung nM_1 ab.

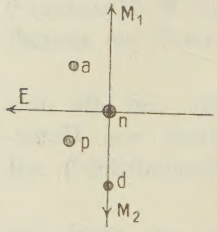


Fig. A.

Auf dem Wege vom ersten Magnet zum zweiten ladet sich der abgelenkte Strahl teilweise um; der dabei assoziierte Strahl durchläuft das zweite magnetische Feld unabgelenkt und trifft den Schirm in a. Der positiv gebliebene Teil wird von der magnetischen Kraft des zweiten (stärkeren) Feldes in die Richtung nM_2 abgelenkt; er trifft den Phosphoreszenzschirm in p. Da aber die Umladung vom positiven zum neutralen und vom neutralen zum positiven immer im Gasraum vor sich geht, so bilden sich auf dem Wege zwischen beiden magnetischen Feldern aus neutralen auch positive Ionen, die in unserem Fall nur durch den zweiten Magnet in

die Richtung $n M_2$ abgelenkt werden können, sie treffen den Schirm in d.

Bei den negativen Ionen geschehen die Ablenkungen in der entgegengesetzten Richtung.

Ein solch einfaches Bild haben wir nur dann, wenn der Strahl aus Ionen einer bestimmten Art besteht. Wenn noch andere Ionen vorhanden sind, dann findet die Dispersion der Strahlen statt. Das Bild ist dann komplizierter, wie in einer Abhandlung von J. Koenigsberger und dem Verfasser gezeigt ist.[1])

Wenn wir auf einem frischen Phosphoreszenzschirm das Bild (Fig. A) bei variablem Druck und variabeler Geschwindigkeit näher betrachten, so können wir aus der Helligkeit der einzelnen Flecke, z. B. a, p, n, d (Fig. A), gewisse Schlüsse auf die Umladung des Strahles ziehen. Nun ist aber der Schirm kein zuverlässiges Mittel. Man kann entweder statt der Helligkeit die Energie der Teilchen mit Thermoelement messen, wie das W. Wien tut — es besteht hierbei eine gewisse Schwierigkeit, die einzelnen Anteile (e/m) streng zu trennen — oder man kann, wie später gezeigt wird, die photographische Methode benutzen.

Die photographische Methode ermöglicht uns die auf den Photos erzeugten Schwärzungen a, p, n, d (Fig. A) zu bestimmen und daraus die Vorgänge der Umladung und der Absorption in den einzelnen Kanalstrahlbündeln näher zu untersuchen.

Diese Methode beansprucht allerdings viel Zeit für die Ausmessung der Aufnahmen und verlangt peinliche Sorgfalt sowohl bei Exposition wie bei dem Entwickeln und Fixieren.

Die in dieser Arbeit benutzten Bezeichnungen bedeuten:

a ist der assoziierte Anteil der Kanalstrahlen, der im ersten elektrischen und ersten magnetischen Feld noch positiv geladen ist, dagegen auf dem Wege zum zweiten Feld durch Aufnahme des Elektrons neutral geworden ist und durch das zweite magnetische Feld nicht beeinflußt werden kann.

p ist der primär positive, d. h. der sowohl im ersten wie im zweiten Feld seine Ladung behält.

---

1) J. Koenigsberger u. J. Kutschewski, Sitzungsber. d. Heidelberger Akad. 1911, 8. Abh. p. 8.

n ist der in beiden Feldern neutrale Anteil.
d ist der dissoziierte Anteil, der aus dem neutralen durch Abspaltung des Elektrons sich zum positiven umladet.
s ist der Gasdruck im Beobachtungsraum, gemessen in mm Hg.
λ_p ist die Weglänge des positiven Ions zwischen zwei Umladungen.
λ_n ist die Weglänge des neutralen Teils zwischen zwei Umladungen.
v ist die Geschwindigkeit der Kanalstrahlen, sie ist in relativem Maß angegeben.

Als Einheit ist die Geschwindigkeit des positiven Wasserstoffions gewählt. Diese Einheit in absolutem Maß $2{,}4 \cdot 10^8$ cm/sec ist aus elektrischer Ablenkung und Entladungspotentiale berechnet. Der Wert v für andere Ionen läßt sich aus der Gleichung $v = v_H \sqrt{m_H/m}$ (v_H Geschwindigkeit des H-Ions, m_H die Masse des H-Ions) berechnen.

v in relativ. Maß	v in absolut. Maß
1,2	$2{,}9 \cdot 10^8$ cm/sec
1,1	$2{,}6 \cdot 10^8$
1,0	$2{,}4 \cdot 10^8$
0,9	$2{,}2 \cdot 10^8$
0,8	$1{,}9 \cdot 10^8$
0,75	$1{,}8 \cdot 10^8$

Methode.[1])

1. Versuchsanordnung.

Das benutzte Entladungsrohr E (vgl. Fig. 1 u. 2) war bei einer lichten Weite von 3 cm 40 cm lang. Als Anode diente ein

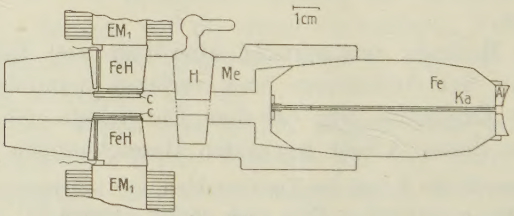


Fig. 1.

Messinghohlzylinder, als Kathode ein Aluminiumhohlspiegel *Al*, der (Krümmungsradius 3,5 cm) auf ein konisch abgedrehtes Eisenstück *Fe* aufgesetzt wurde. Das Eisenstück war der Länge

1) Das Prinzip der Methode ist Physik. Zeitschr. **11.** p. 848. 1910 beschrieben.

nach durchbohrt. In die Bohrung wurde eine Kapillare *Ka* von 0,07 cm Durchmesser eingefügt; in dieser befand sich eine zweite Kapillare von 0,4 cm Länge und 0,03 cm Durchmesser. Beide Kapillaren wurden von der Seite des Beobachtungsrohres dicht in die Bohrung eingekittet. Auf den Eisenkonus *Fe* wurde der Schliff des Messingklotzes *Me* aufgesetzt, der seiner Länge nach durchbohrt war. Er besaß einen Messinghahn *H*, der zur Absperrung des Entladungsraumes vom Beobachtungsraum diente. Der Messingkörper hatte ein senkrecht zur Achse des Entladungsrohres ausgebohrtes Loch von 2,2 cm Durchmesser; in diesem befanden sich zwei Eisenstücke *Fe H*. Die Eisenstücke trugen auf ihren inneren Seiten je eine Messingplatte *c* 1,8 × 1,8 cm, die vom Eisen sorgfältig mittels dünner

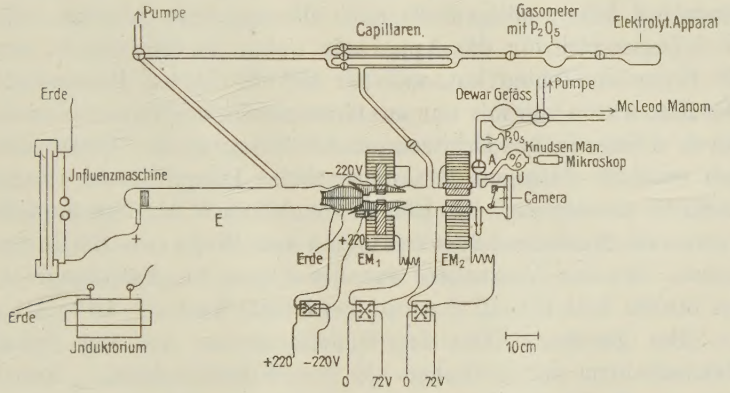


Fig. 2.

Glasplatte und Siegellack isoliert waren. Die Zuleitungsdrähte wurden durch feine mit Glaskapillaren isolierte Bohrlöcher zu den Messingplatten *c* geführt. Durch Ladung der Platten (Potentialdifferenz 440 Volt) konnte man ein elektrisches Feld herstellen durch Anlegen der Pole des Elektromagneten EM_1 dicht an die Eisenstücke *FeH* ein örtlich mit dem elektrischen zusammenfallendes magnetisches Feld. Der Plattenabstand betrug 0,74 cm. Hinter dem ersten Kondensator im Abstand 1 cm befand sich im gleichen Hohlraume ein zweiter Kondensator von 2,5 × 0,6 cm. Auf den Schliff des Messingkörpers wurde schließlich der Schliff der Beobachtungsröhre aufgesetzt, die

18 cm lang war. Zum Schutze des Entladungsrohres gegen das magnetische Feld wurden Eisenplatten benutzt.

Die Pumpenschaltung und das andere ist aus der Fig. 2 ersichtlich. Das Entladungsrohr wie der Beobachtungsraum können unabhängig voneinander entleert und nach Bedarf mit einem bestimmtem Gas gefüllt werden. Die Strahlen gingen vom Entladungsrohr durch die Kapillare, passierten den Kondensator, wobei sie auch der Wirkung des magnetischen Feldes EM_1 ausgesetzt wurden, dann zwischen die Eisenstücke des Elektromagneten EM_2 und trafen schließlich die photographische Kamera oder den Phosphoreszenzschirm.[1]) Die Entleerung der Röhren geschah mit der Gaedepumpe. Das nötige hohe Vorvakuum wurde durch Anwendung der Wasserluftpumpe oder Fleußpumpe erreicht. Zur Kühlung des Beobachtungsrohres wurde feste Kohlensäure mit Äther, nötigenfalls auch flüssige Luft, benutzt. Als Dichtungsmittel für die Apparatur nahm ich Siegellack, den W. Wien empfohlen hat, und für Schliffe harten Ramsaykitt. Der Kitt wurde von mir nur aus Guttapercha und reinem Vaselin durch 6 Tage langes Erhitzen auf 150° hergestellt. Dieser Kitt gab nach 2—3 tägigem Evakuieren keine Dämpfe mehr ab und dichtete monatelang die Röhre vorzüglich. Als Stromquelle wurde die Mercedesinfluenzmaschine von Wehrsen-Berlin benutzt. Bei den Versuchen war der Strom im *Entladungsrohr* bei 30000 Volt $1{,}9 \cdot 10^{-4}$ Amp., bei 50000 Volt $1{,}2 \cdot 10^{-4}$ Amp.

Bei gleicher Dicke der Schicht erwies sich der Sidotblendenschirm empfindlicher als der Willemitschirm. Jedoch schon nach kurzer Zeit verändert sich die Sidotblende unter der Wirkung der Kanalstrahlen, indem die von allen (positiven und neutralen) Sauerstoffstrahlen getroffenen Stellen schwächer leuchteten als anfangs. Die Helligkeit der einzelnen Bilder auf dem Schirm ist zuerst annähernd proportional der Zahl der Teilchen (bei gleichen e/m und gleichem v), demzufolge leuchtete der neutrale Anteil am stärksten, denn er enthält, wie später gezeigt wird, die größere Zahl der Teile.[2])

---

1) Der Abstand Kondensator–Kamera war = 25,2 cm; die elektrostatische Ablenkung bei 440 Volt für $v = 1$ war = 0,35 cm.

2) Beobachtungen, aus denen das Gegenteil folgt, sind demnach nicht durch besseres Vakuum zu erklären, sondern durch das rasche Verderben des Schirmes da, wo der neutrale Strahl auftritt.

Nach ungefähr $^1/_2$ Stunde dauernder Benutzung des Schirmes leuchtete die Stelle des neutralen Strahles bedeutend schwächer als die dem positiven Wasserstoff entsprechende, obwohl die Bedingungen im Entladungsraum und Beobachtungsraum die gleichen waren. Denselben Fehler, wenn auch weniger stark, zeigt der Willemitschirm. Daher sind die Phosphoreszenzschirme für zuverlässige Beobachtungen weniger geeignet; sie geben leicht ein falsches Bild von der Intensitätsverteilung in den Kanalstrahlen. Ob der Schirm nach einiger Zeit der Benutzung für die Vergleichung der Intensität des Leuchtens noch einigermaßen tauglich ist, konnte man in folgender Weise entscheiden:

Man läßt langsame Strahlen in den Beobachtungsraum bei einem Drucke von etwa $8 \cdot 10^{-3}$ mm ein, dann werden sie zerstreut und erzeugen ein diffuses Leuchten des Schirmes, wobei die Stellen, die vorher verdorben worden sind, als braunschwarze Flecke sich abbilden. Die Sidotblende aus einer chemischen Fabrik zeigte immer deutliches Szintilieren, ohne der Wirkung der Kanalstrahlen ausgesetzt zu sein. — Im Laufe der Versuche benutzte ich Wasserstoff, Helium und Sauerstoff. Der Wasserstoff und Sauerstoff wurden durch Elektrolyse, Helium aus Cleveit hergestellt und zwar folgendermaßen:

Gepulverter Cleveit wurde mit etwas metallischem Calcium in hochevakuierter Porzellanröhre lange Zeit bis zur schwachen Rotglut erhitzt, das daraus entwickelte Helium wurde in einem Gefäß gesammelt, in dem P_2O_5 vorhanden war, um das Gas zu trocknen. Bei qualitativen Versuchen, wo die Genauigkeit der Druckmessung im Beobachtungsraum eine untergeordnete Rolle spielte, wurden die Gasdrucke mit dem Mc Leodmanometer gemessen. Für quantitative Messungen wurde dagegen bei Aufnahmen der Kanalstrahlen, da die Anwesenheit von geringen Mengen der vom Ramsaykitt usw. abgegebenen Dämpfe von Einfluß und mittels Mc Leodmanometer nicht meßbar war, das Knudsenmanometer (Fig. 3) benutzt, mit dem die wahre Summe der Partialdrucke gemessen werden konnte. In einem unmittelbar mit dem Beobachtungsraum verbundenen vertikalen Rohr *A* befand sich eine U-Röhre. Zwischen deren Schenkeln hing an einem Quarzfaden eine mit Dämpfer und Zeiger versehene Glimmerplatte. Um das Rohr *A* herum befand sich

ein Glasmantel. Die Messung des Druckes geschah folgendermaßen: das Rohr A wurde evakuiert, sein äußerer Mantel mit Wasser von einer Temperatur $t_1{}^0$ gefüllt, die U-Röhre mit Wasser von einer Temperatur $t_2{}^0$. Die Temperaturdifferenz $t_1{}^0 - t_2{}^0$ verursacht die bekannte Radiometerwirkung. Der Ausschlag des Zeigers konnte mit Mikroskop gemessen werden. Es gilt in diesem Falle, wie M. Knudsen[1]) gezeigt hatte, die Beziehung zwischen Druck p, Temperaturdifferenz $t_1{}^0 - t_2{}^0$ und Ausschlag $f = p\,(t_1{}^0 - t_2{}^0)$ für kleine Drucke mit Berücksichtigung der Beziehung zwischen der Weglänge der Moleküle und der Dimensionen des Apparates.[2])

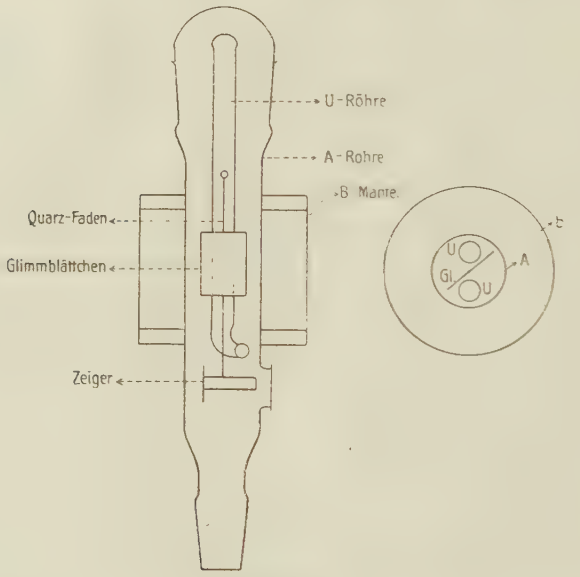


Fig. 3.

Die Eichung des Manometers, wobei Kohlenwasserstoffe, Wasser usw. sorgfältig ferngehalten wurden, mit Hilfe des Mc Leodmanometers geschah folgendermaßen:

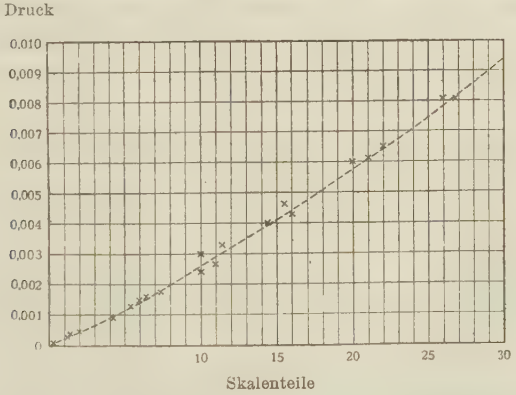
Das von Wasserdampf freie Mc Leodmanometer wurde kurz mit Knudsenmanometer verbunden und evakuiert und der Druck nach Mc Leodmanometer gemessen. Gleichzeitig

1) M. Knudsen, Ann. d. Phys. **32.** p. 809. 1910.
2) M. v. Smoluchowski, Ann. d. Phys. **1.** p. 183. 1911.

wurde die Temperatur t_1 des Wassers der U-Röhre und t_2 des Mantels und der Ausschlag des Zeigers abgelesen; letzterer mit dem Mikroskop. Es gilt $f_1 = p(t_2 - t_1)$. Um die wahre Temperatur, die an der Rohrwand A herrschte, zu erfahren, ließ man das Wasser in entgegengesetzter Richtung über das Thermometer fließen. Um das jedesmalige Einstellen des Zeigers auf die anfängliche Nullage zu umgehen, wandte ich folgenden Kunstgriff an:

Man machte eine Ablesung f_1, spülte dann den Mantel mit kaltem Wasser von t_3^0 durch und machte eine zweite Ablesung f_2, dann gilt $f_2 = p(t_3 - t_1)$, wenn t_1 die Temperatur des Wassers in der U-Röhre ist. Daraus folgt $f_1 - f_2 = p(t_2 - t_3)$; hierbei ist angenommen, daß während der Beobachtung t_1 konstant blieb, was bei der relativ großen Wärmekapazität des Wassers in der U-Röhre der kurzen Beobachtungszeit und der schlechten Wärmeleitung im Vakuum (1 Minute) praktisch genügend genau (auf $0{,}1^0$) der Fall ist, wie wir geprüft haben.

Die Eichung geschah im Bereiche von $1 \cdot 10^{-4}$ bis $8 \cdot 10^{-3}$ mm Hg. Die Skalenteile des Ausschlages wurden auf 10^0 Tempe-



Kurve 1. Knudsenmanometer auf 10^0 Differenz.

raturdifferenz reduziert. Die Ergebnisse wurden (auf 10^0 Temperaturdifferenz) graphisch durch eine Kurve dargestellt.

Die photographische Kamera bestand aus einem Messinghohlzylinder, der auf einer Glasplatte aufgekittet war, einem zweiten Zylinder, der in den ersten eingeschoben wurde, und mit schräg liegender Klappe versehen war. Auf der Klappe war

eine Sidotblendenschirm und Eisenstücke, mit deren Hilfe man im Vakuum mittels eines Magneten leicht die Kamera von außen öffnen konnte. In dem beweglichen Messingzylinder befanden sich schräge Löcher zum rascheren Evakuieren; durch diese schräge Anordnung der Löcher wurde eine unbeabsichtigte Belichtung des in der Kamera befindlichen Papiers verhindert. Zum direkten Photographieren der Kanalstrahlen wurde Chlor-Bromsilberpapier (Regular-Velvet Velox-Kodak) verwandt, weil nach Versuchen sich herausstellte, daß es sich besser als alle anderen Sorten dazu eignete. Das Entwickeln geschah folgendermaßen: das Papier wurde zuerst in Wasser eingetaucht, dann in den in der Vorschrift der Fabrik angegebenen Entwickeler, wo es 10—15 Sek. blieb, dann 1—2 Sek. im Wasser gespült und rasch in das vorschriftsmäßige Fixierbad gebracht, wo es gewöhnlich bis 20 Min. blieb; das Abspülen im fließenden Wasser beanspruchte bis $^1/_2$ Stunde. Ein besonderer Vorzug der photographischen Methode ist, daß Strahlen mit verschiedenem e/m und v getrennt sind, und daß man genau definierte Strahlen untersuchen und unter denselben Bedingungen vergleichen kann.

Die für viele qualitative Versuche gebrauchten Phosphoreszenzschirme wurden entweder von Sidotblende oder von Willemit hergestellt, und zwar nach Angaben von Everett.[1])

2. Geschwindigkeitsbeeinflussung durch Materie.

Hinsichtlich der Geschwindigkeit der Kanalstrahlen kann man zwei Probleme unterscheiden:

1. Ändert sich, wenn die Kanalstrahlen eine bestimmte Geschwindigkeit erlangt haben und dann einen Äquipotentialraum bei verschiedenen Drucken in verschiedenen Gasen durchlaufen, ihre Geschwindigkeit?

Ist die Geschwindigkeit der vier verschiedenen Kanalstrahlarten (mit einem e/m), nämlich der primär positiven, dissoziiert neutralen, assoziiert positiven, und der primär negativen die gleiche?

2. Wie hängt die Geschwindigkeit, welche die Kanalstrahlen im Entladungsraum erlangen, mit dem angelegten Potentialgefälle und dem Druck zusammen?

1) Everett, Phil. Mag. Okt. 1910. p. 753.

Ich wollte nur die erste Frage experimentell beantworten, und es gelang auch schließlich eine Versuchsanordnung zu finden, mit welcher dies unabhängig von dem Verhalten im Entladungsraum untersucht werden konnte.

Die zweite Frage ist bekanntlich von J. J. Thomson, W. Wien u. a. sehr verschiedenartig beantwortet worden. Im wesentlichen lassen sich die Ansichten hierüber nach zwei Gesichtspunkten ordnen. 1. Wie J. J. Thomson annahm, ist die Geschwindigkeit im wesentlichen durch die Zersplitterung der Atome bedingt. 2. Wie die anderen Autoren annehmen, ist die Geschwindigkeit mehr oder minder durch das durchlaufene Potentialgefälle bedingt, wobei aber Nebenumstände in Betracht kommen können. Die umfassendsten Versuche zur Stütze der letzteren Anschauung hat W. Wien[1]) angestellt.

Bezüglich des *ersten* Problems, Geschwindigkeitsänderung im Beobachtungsraum, müssen die Fragen getrennt beantwortet werden:

1. Ändert der primär positive Strahl seine Geschwindigkeit?

2. Ändert der dissoziierte Strahl seine Geschwindigkeit und beruht event. letzteres auf einer Geschwindigkeitsänderung des neutralen Strahles?

3. Ist anfänglich oder dauernd die Geschwindigkeit des dissoziierten gleich der des primär positiven Strahles?

Die genaue Feststellung der Konstanz oder Inkonstanz der Geschwindigkeit der Strahlen beim Durchgang durch Gase bot zuerst erhebliche Schwierigkeiten. Ich fand schließlich, daß erstens die magnetischen bzw. elektrischen Felder während des Versuches ihren Platz behalten müssen, da sonst kleine Variationen der Feldintegrale durch Streuung usw. vorkommen, und daß zweitens, um von den Vorgängen im Entladungsraum unabhängig zu sein, die Messung nicht zeitlich zerlegt werden darf. Eine Null- oder Kompensationsmethode erwies sich am geeignetsten. Das erste magnetische Feld wurde am Anfang des Beobachtungsraumes mit dem elektrischen Feld örtlich zusammenfallend (vgl. § 1) hergestellt; das zweite näher am Ende, etwa 9,5 cm vor der Kamera. Die Strecke zwischen beiden Magneten betrug 14 cm; zunächst werden bei bestem

1) W. Wien, Ann. d. Phys. **33**. p. 926. 1910.

Vakuumdruck s_1 im Beobachtungsraum (1.10^{-4} bis 5.10^{-5} mm, mit Knudsenmanometer und Mc Leodmanometer übereinstimmend, also frei von Dämpfen) die Magnetfelder so reguliert, daß ihre Ablenkungen in vertikaler Richtung auf die Kanalstrahlen sich gerade für jede Geschwindigkeit kompensieren. Man erhält dann nur einen in horizontaler Richtung durch das elektrische Feld abgelenkten ganz scharfen Fleck. Um einen kreisrunden Fleck, also einheitliche Geschwindigkeit an Stelle einer Linie zu erhalten, sind verschiedene Kunstgriffe nötig; sehr wesentlich ist geeignete Gestalt von Rohr, Anode und Kathode. Notwendig ist dies jedoch für diesen Versuch nicht.

Wenn jetzt die Geschwindigkeit im Entladungsraum sich beliebig ändert, so ist dies auf die Kompensation und auf die Lage des Fleckes bzw. der Linie ohne Einfluß.

Läßt man ein Gas in den Beobachtungsraum ein, so müßte, wenn dadurch die Geschwindigkeit der Kanalstrahlen auf ihrem Weg im Beobachtungsraum zwischen erstem und zweitem Magnet verringert wird, der zweite Magnet stärker ablenken; der Fleck müßte sich in unserem Fall nach unten verschieben, eventuell in ein Geschwindigkeitsspektrum nach unten auseinandergezogen werden. Man photographiert bei Dichte s_1, kommutiert das elektrische Feld, läßt Gas ein bis zur Dichte s_2 und läßt die Strahlen dann auf die Platte wirken. Man kann auch beide Bilder übereinander photographieren analog der von H. Kayser bei Spektrallinien angewandten Methode.

Die Mitte der Flecke bzw. der Linien läßt sich auf $\pm$ 0,1 mm feststellen. Da die durch den einzelnen Magnet hervorgerufene Ablenkung l_1 bzw. l_0 für Wasserstoff auf 10 bis zu 30 mm reguliert wurde, ist die Genauigkeit des Versuches $\pm \frac{0{,}1}{10}$ bzw. $\pm \frac{0{,}1}{30}$: also 1 bis 0,3 Proz., l_1 und l_0 können sich während des Versuches ändern; die Differenz $l_1 - l_0$, die nahe $= 0$ ist, nur dann, wenn die Geschwindigkeit vor dem zweiten Magnet anders wird als vor dem ersten Magnet. Man kann die Dichte sehr weit steigern, so daß etwa 80 Proz. der Kanalstrahlen auf dem Weg zwischen erstem und zweitem Magnet absorbiert[1])

1) Unter *Absorption* verstehen wir den *Vorgang, bei welchem die Zahl der Kanalstrahlteile in dem Kanalstrahl abnimmt.* Das braucht keineswegs eine vollkommene Hemmung zu sein, sondern vielleicht nur

werden. Die Flecke verlieren dadurch auf der Photographie nicht sehr an Schärfe, sie werden nur viel schwächer. Auf dem Phosphoreszenzschirm hat man dagegen bei so hohen Drucken eine recht schwache Wirkung, die das Auge nicht summieren kann, und daher die scheinbare Unschärfe.

Auf der Photographie kann man daher auch bei den hohen Drucken $s = 1 \cdot 10^{-2}$ mm noch exakte Werte erhalten, solange eben die Kanalstrahlen nicht völlig absorbiert und die diffusen Nebelstrahlen von E. Goldstein an ihre Stelle getreten sind. Das Scattering der Kanalstrahlen ist nicht störend; es ist von anderer Art als bei den α-Strahlen (vgl. § 4).

Fig. 4.

Im folgenden sind die Resultate einer mikrometrischen Messung gegeben. Man kann die Mitten von $a_0, a_0', a_1, a_1', a_2, a_2'$ mit Hilfe eines drehbaren Kreuzschlittentisches so stellen, daß sie mit dem einen Faden im Okular zusammenfallen. Man mißt dann, um wieviel der Faden auf der anderen Seite von der Mitte von $b_0\, b_0'$, $b_1\, b_1'$ usw. entfernt ist. Das gibt die Strecken $l_1 - l_0$ für 0, 1, 2 usw. $l_1 - l_0$ ist die Ablenkung eines Punktes in der Mitte des Fleckes bzw. der Linie, $l_1 = l_0$ die Ablenkung durch einen Magneten allein

$s = 5{,}10^{-3}$ Mittel von v: 1,25.[1])

	$l_1 - l_0$	l_1
0	− 0,05	
1	+ 0,10	15,1
2	+ 0,15	
Mittel	0,10	

also $\frac{l_1 - l_0}{l_1} = \frac{0{,}10}{15{,}1} = + 0{,}6$ Proz.

eine durch direkten Znsammenstoß bewirkte Streuung, bei der auch ein Geschwindigkeitsverlust statthat. Wegen der Verteilung auf den ganzen Raum sind diese diffusen langsameren Kanalstrahlen viel schwerer nachweisbar.

1) Die Einheit der Geschwindigkeit, $v = 1$, war $2{,}4 \cdot 10^8$ cm/sec (vgl. p. 161).

demnach hat sich die Geschwindigkeit höchstens um + 0,6 Proz. geändert. Da wir eine Ablenkung nach oben als positiv bezeichnet haben, diese aber einer Verminderung der Geschwindigkeit entspricht, so hätte hier die Geschwindigkeit abgenommen. *Dieser Unterschied liegt aber schon innerhalb der Fehlergrenzen unserer Messung* (± 0,6 Proz.). Messungen an anderen Aufnahmen ergaben *Nr. 6*: $s = 1{,}6 \cdot 10^{-4}$, $v = 1{,}20$; + 0,3 Proz. *Nr. 7*: $s = 3 \cdot 10^{-3}$, $v = 0{,}96$; + 0,4 Proz. *Nr. 8*: $s = 5 \cdot 10^{-3}$, $v = 0{,}96$; − 0,2 Proz. Mittel: + 0,2 Proz.

Man kann sagen, daß hiernach die Abnahme der Geschwindigkeit, wenn sie vorhanden ist, sicher kleiner als 0,5 Proz. ist, selbst wenn der Kanalstrahl so viel Materie durchläuft (Weglänge 16 cm, $s = 5 \cdot 10^{-3}$), daß er hierbei auf 72 Proz. der ursprünglichen Intensität geschwächt wird. Eine weitere Methode zur Messung der Variabilität der Geschwindigkeit beruht auf folgendem:

Die Ablenkung durch ein magnetisches Feld ist dem Feldintegral

$$\int_0^l (l - x) H \, dx$$

direkt, der Geschwindigkeit umgekehrt proportional. Vergleicht man die Ablenkungen durch zwei Magnetfelder miteinander, so müssen sich diese, falls die Geschwindigkeiten in beiden Magnetfeldern gleich sind, wie die Feldintegrale, die wir $\bar{H}_1$ und $\bar{H}_2$ nennen wollen, verhalten. Das berechnete Verhältnis $\bar{H}_2 / \bar{H}_1 = L$ muß also aus den Ablenkungsmessungen unabhängig vom Druck im Beobachtungsraum sich ergeben, falls v sich nicht ändert. Damit die Feldintegrale bei dieser Versuchsreihe wirklich konstant bleiben, wird der Strom in beiden Magneten 1 u. 2 während des Versuches dauernd geschlossen. Übrigens ist in diesen Magneten, falls die ganze Anordnung unverändert bleibt, auch an verschiedenen Tagen das Verhältnis der Feldintegrale innerhalb der hier in Betracht kommenden Grenzen von 0,5 Proz. dasselbe. Wenn die Geschwindigkeit zwischen 1 und 2 abnimmt, muß $\bar{H}_2$ größer erscheinen, *also L zunehmen.* Es seien hier folgende Beispiele gegeben. s bedeutet stets den Druck in mm Hg.

Für H	v	L	s
Serie A in Wasserstoff	1,05	2,10	$3{,}2 \cdot 10^{-4}$
	1,02	2,11	$1{,}0 \cdot 10^{-3}$
Serie B in Helium	1,02	1,71	$4{,}0 \cdot 10^{-3}$
	0,98	1,72	$4{,}0 \cdot 10^{-3}$
	0,945	1,72	$2{,}1 \cdot 10^{-3}$
	0,945	1,72	$4{,}0 \cdot 10^{-3}$

	v	L	s
für H_2 Serie C in Helium	0,98	1,71	$4{,}0 \cdot 10^{-4}$
	1,02	1,72	$4{,}0 \cdot 10^{-4}$
	1,09	1,71	$5{,}2 \cdot 10^{-3}$
	0,945	1,72	$2{,}1 \cdot 10^{-3}$
	0,98	1,71	$4{,}0 \cdot 10^{-3}$
für $He^{\cdot}$ Serie D in Helium	1,02	0,984	$4{,}0 \cdot 10^{-4}$
	1,02	0,997	$4{,}0 \cdot 10^{-3}$
für He Serie E in Helium	1,09	1,72	$5{,}2 \cdot 10^{-4}$
	1,02	1,72	$4{,}0 \cdot 10^{-4}$
	0,98	1,73	$4{,}0 \cdot 10^{-4}$
	0,945	1,72	$2{,}1 \cdot 10^{-3}$
	0,945	1,73	$4{,}0 \cdot 10^{-3}$

Die Geschwindigkeitsänderung muß also kleiner oder gleich sein $\pm 0{,}5$ Proz. Die Fehlergrenze dieser Versuche war $\pm 0{,}5$ Proz. Bei einer Geschwindigkeitsabnahme hätte L mit zunehmendem Druck zunehmen müssen. Es zeigt sich aber bei den höheren Drucken einer Serie kein bestimmter Gang in diesem Sinn. Auch bei Helium liegt der Unterschied innerhalb der Fehlergrenzen.

Die zweite Frage ist die, ob der dissoziierte Anteil dieselbe Geschwindigkeit wie der primär positive besitzt, ob also der Vorgang der Umladung (erst Assoziation zu neutralem und dann Dissoziation) einen merkbaren Einfluß auf die Geschwindigkeit ausübt.

Man mißt die Ablenkung im zweiten Magnetfeld für den primär positiven und den dissoziierten; diese müssen, wenn die Geschwindigkeit beider dieselbe ist, gleich sein. Die Ablenkung für den primär positiven ist die Distanz positiv–assoziiert $= \bar{d}$, für den dissoziierten der Abstand neutral–dissoziert $= \bar{p}$.

	v	s	$\bar{d}$	$\bar{p}$
H in O_2	0,98	$1{,}6 \cdot 10^{-4}$	11,9	12,0
	1,02	$2{,}3 \cdot 10^{-4}$	11,5	11,5
	1,05	$2{,}3 \cdot 10^{-4}$	11,1	11,2
	0,98	$3{,}2 \cdot 10^{-4}$	12,0	12,0
	1,12	$1{,}4 \cdot 10^{-3}$	10,3	10,4
	0,98	$3{,}0 \cdot 10^{-3}$	12,0	12,0
	1,02	$5{,}0 \cdot 10^{-3}$	11,5	11,5
H_2 in O_2	1,02	$4{,}0 \cdot 10^{-4}$	8,0	7,8
	1,09	$1{,}1 \cdot 10^{-3}$	9,4	9,6
	1,05	$1{,}4 \cdot 10^{-3}$	12,2	12,1
He in He	0,945	$4{,}0 \cdot 10^{-4}$	7,3	7,5
	1,09	$5{,}0 \cdot 10^{-4}$	7,6	7,5
	1,02	$4{,}0 \cdot 10^{-4}$	7,5	7,5
	1,15	$5{,}1 \cdot 10^{-4}$	6,3	6,5
O in O_2	1,15	$5{,}1 \cdot 10^{-4}$	3,1	3,0
	1,02	$4{,}0 \cdot 10^{-4}$	3,7	3,50
	0,945	$4{,}0 \cdot 10^{-4}$	4,3	4,1
	1,15	$5{,}1 \cdot 10^{-4}$	3,2	3,0
	1,09	$1{,}1 \cdot 10^{-3}$	4,3	4,1
	0,945	$3{,}0 \cdot 10^{-4}$	4,1	3,9
	0,85	$3{,}5 \cdot 10^{-4}$	5,0	4,8
	0,945	$1{,}7 \cdot 10^{-3}$	4,0	4,1

3. Zur Theorie der Geschwindigkeitsbeeinflussung.

Wenn man den Vorgang der Geschwindigkeitsbeeinflussung der Kanalstrahlen theoretisch studieren will, kann man zunächst die positiven und neutralen Strahlen gemeinsam behandeln. Für beide gilt folgende Betrachtung: Es sei m_x die Masse und v_x die Geschwindigkeit des Kanalstrahlteiles vor dem Zusammenstoß, m_x und v_x' nach dem Zusammenstoß, m und v die der Gasmoleküle, dann gilt nach dem Energieprinzip

$$m_x \frac{v_x^2}{2} = m_x \frac{v_x'^2}{2} + m \frac{v^2}{2}.$$ [1]

1) In Anbetracht der kleinen Geschwindigkeit der Gasmoleküle bei 15° C. dürfen die Moleküle vor dem Stoße ruhend angesehen werden.

Ferner gilt bekanntlich nach dem Prinzip von der Erhaltung der Bewegung des Schwerpunktes:

$$(m\,v)^2 = (m_\varkappa\,v_\varkappa)^2 + (m_\varkappa\,v_\varkappa')^2 - 2\,m_\varkappa^2\,v_\varkappa\,v_\varkappa'\cos\vartheta,$$

worin ϑ den Winkel bedeutet, um den der Kanalstrahl beim Zusammenstoß abgelenkt wurde. Dies gibt

$$\left(\frac{m}{m_\varkappa}+1\right)\left(\frac{v_\varkappa'}{v_\varkappa}\right)^2 - 2\,\frac{v_\varkappa'}{v_\varkappa}\cos\vartheta = \frac{m}{m_\varkappa} - 1$$

oder

$$\frac{v_\varkappa'}{v_\varkappa} = \frac{\cos\vartheta}{\frac{m}{m_\varkappa}+1} + \sqrt{\left(\frac{m}{m_\varkappa}\right)^2 - \sin^2\vartheta}\cdot\frac{1}{\frac{m}{m_\varkappa}+1}.$$

Bei meinen Versuchen ist ϑ maximal $(0{,}3/16)^0 = 3^0\,7'$, minimal $= 0^0$. Man sieht, daß diese Gleichung um so größere Unterschiede von $v_\varkappa'$ gegen $v_\varkappa$ gibt, je kleiner $m/m_\varkappa$ ist. Am ehesten wäre daher eine etwaige Änderung bei Wasserstoffgas zu erwarten. Für H in H_2 ist $m/m_\varkappa = 2$. Für $\vartheta \leqq 3^0\,7'$ wird der Ausdruck

$$\frac{v_\varkappa'}{v_\varkappa} \leqq 0{,}99993.$$

Das entspricht einer Änderung, die kleiner oder maximal gleich 0,01 Proz. ist. *Damit steht in Einklang, daß eine Geschwindigkeitsänderung im Kanalstrahl, wie meine obigen Beobachtungen ergeben haben, kleiner als 0,5 Proz. ist. Diese Übereinstimmung zwischen elementarer Theorie und Beobachtung ist deshalb besonders bemerkenswert*, weil das Verhalten der *α-Strahlen* und der *Kathodenstrahlen* eine Geschwindigkeitsänderung erwarten ließ. Bei den α-Strahlen nimmt nach den Untersuchungen von E. Rutherford[1]) und L. Geiger[1]) bekanntlich nicht die Zahl, wohl aber die Geschwindigkeit beim Durchgang durch Gase sehr erheblich ab.

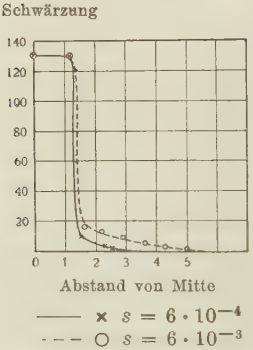
Die Theorie hierfür ist von E. Riecke[2]) entwickelt worden. Das Verhalten der Kathodenstrahlen und β-Strahlen hinsichtlich der Geschwindigkeit ist von P. Lenard[3]), W. Seitz[4]),

1) E. Rutherford, Phil. Mag. **5.** p. 177. 1903; L. Geiger, Proc. Roy. Soc. A. **83.** p. 505. 1910.
2) E. Riecke, Ann. d. Phys. **27.** p. 797. 1908.
3) P. Lenard, Wied. Ann. **52.** p. 27. 1894.
4) W. Seitz, Ann. d. Phys. **6.** p. 29. 1901.

E. Leithäuser[1]), Th. Descoudres[2]), O. v. Bayer, O. Hahn, und L. Meitner[3]) studiert, die Theorie von E. Warburg[4]) gegeben worden. Im allgemeinen zeigen die Kathodenstrahlen auf ihrem *direkten* Weg eine deutliche Geschwindigkeitsabnahme (von mehreren Prozenten bis zu 10 Proz.), die sich gleichzeitig mit der Verringerung der Teilzahl bemerklich macht. Die Kanalstrahlen zeigen dagegen auf ihrem *direkten* Weg, auch wenn $^6/_{10}$ derselben auf dem Wege absorbiert werden, keine merkliche Geschwindigkeitsabnahme ($\pm 0{,}5$ Proz.) infolge der Umladungen. Das gilt für den positiven, negativen wie neutralen Anteil. Ob bei höheren Drucken, als wir sie benutzten, eine solche auftritt, ist unsicher.

4. Scattering der Kanalstrahlen.

Die eigentliche Deflexion oder das Scattering der Kanalstrahlen bei der Umladung muß gering sein, da sonst die Geschwindigkeit in Gasen merkbar abnehmen müßte. Eine Streuung von Strahlen ist nur deutlich bei relativen hohen Drucken wahrnehmbar und photographisch meßbar. Es sei hier ein Beispiel gegeben: Die benutzte photographische Methode zur Messung der Intensität ist im folgenden beschrieben. Der Durchschnitt des Kanalstrahlbündels ist bei gutem Vakuum im Beobachtungsraum, z. B. $2{,}3 \cdot 10^{-4}$ mm, ganz scharf begrenzt. Der Durchmesser des neutralen Fleckes an der Kamera beträgt bei unseren Versuchsbedingungen für Geschwindigkeiten $< 0{,}95$ etwa 2,5 mm, für Geschwindigkeiten $> 0{,}95$ bis 2,2—2,3 mm.[5]) Wenn der Druck im Beobachtungsraum von $6 \cdot 10^{-4}$ auf $6 \cdot 10^{-3}$ mm er-



Kurve 2. $v = 2{,}4 \cdot 10^8$.

1) G. E. Leithäuser, Berliner Sitzungsber. 1902. p. 267.

2) Th. Descoudres, Physik. Zeitschr. **4.** p. 140. 1902.

3) O. v. Baeyer, O. Hahn, L. Meitner, Physik. Zeitschr. **12.** p. 273. 1911.

4) E. Warburg, Verh. d. Deutsch. Physik. Ges. **6.** p. 9. 1904.

5) Der maximal ohne Scattering mögliche Durchmesser des Bündels hätte bei unseren Versuchsbedingungen auf der Platte 4 mm betragen

höht wird, so ist die Intensitäts- oder Zahlverteilung pro Flächeneinheit für den neutralen Fleck auf der Photographie folgende:

	Abstand von Mitte in mm	Intensität	
I	1,4	130	$v = 1$
	1,6	16	$s = 6 \cdot 10^{-3}$ mm
	2,2	14	
	2,9	10	
	3,6	5	
	4,3	3	
	5	2	
II	1,2	130	$v = 0{,}98$
	1,5	10,0	$s = 6 \cdot 10^{-4}$ mm
	2,0	7,0	hierbei ist für die Mitte auf gleiche
	2,3	4,5	Intensität wie bei I
	2,5	2,0	umgerechnet

Eine Schwierigkeit in der Deutung dieser Versuche bietet außerdem die Tatsache, daß der neutrale Strahl stets eine Summe der verschiedenartigen Kanalstrahlen ist. Am positiven oder assoziierten Wasserstoffatomstrahl war ein Scattering auch bei hohem Druck kaum sicher wahrnehmbar. Ich muß also vorläufig dahingestellt sein lassen, für welche Strahlen bzw. e/m das Scattering am stärksten ist. Der kontinuierliche Untergrund in der Nähe des neutralen Fleckes und außerhalb entspricht einem Scattering anderer Art. Die Ursache des letzteren ist wahrscheinlich die Streuung der Kanalstrahlen bei der Absorption, wobei eine gleichmäßige Streuung im Raum und ein Geschwindigkeitsverlust vorkommen dürfte. Außerdem entsteht da eine Sekundärstrahlung.

Bei höheren Drucken, etwa über $7 \cdot 10^{-3}$ mm bis $1 \cdot 10^{-1}$ mm, ist das Phänomen ausgeprägter. Eine starke gleichmäßige Streuung von Strahlen tritt auf Photographie und Schirm auf.

---

können. Daß er kleiner ist und zwar für den primär positiven bedeutend kleiner als für den primär neutralen, weist auf eine spezifische elektrische oder magnetische Wirkung der Kapillaren.

Die Sekundärstrahlung, die Nebelstrahlen von F. Goldstein, haben nach unseren Versuchen zum Teil bei geringer Geschwindigkeit vielfach negative Ladung. Der mit dem Kanalstrahlspektrum leuchtende in etwa der ursprünglichen Richtung gehende Strahl zeigt erst bei hohen Drucken eine starke Verbreiterung.

5. Methode der Umladungsmessungen.

a) Einfluß der Ausdehnung der Magnetfelder.

Damit man exakt die Strecke angeben kann, innerhalb deren die Umladungen, etwaige Geschwindigkeitsänderungen usw. erfolgen, ist es notwendig, die Prüfungsstrecke auf den Zustand, d. i. die Ausdehnung der Magnetfelder möglichst klein zu nehmen. Das wurde praktisch dadurch erreicht, daß die Pole des einen Elektromagneten außen der Glasröhre angepaßt wurden und in der Glasröhre an der Wandung Eisenstücke befestigt wurden, die bis auf einen schmalen Luftraum, der zur Erzeugung des Kraftfeldes und für den Durchlaß der Strahlen notwendig ist, die Kraftlinien zusammenhielten. Der andere Elektromagnet war ohne Glaszwischenraum am Messingkonus, wie auf Fig. 1 zu sehen, direkt in Kontakt mit den inneren Eisenstücken, und das magnetische Feld fiel mit dem elektrischen zusammen. Wir wollen berechnen, ob eine kleinere endliche Ausdehnung des Feldes einen systematischen, mit steigendem Druck wachsenden Fehler in den Messungen verursachen könnte.

Es sei z. B. p/a das Verhältnis der positiven zu den assoziierten Teilen, wenn die Magnetfelder unendlich klein wären. Wenn jetzt irgend eines der beiden Felder die endliche Länge l besitzt, so wird in ihm p_0, die Zahl der am Anfang des Feldes positiven Teile, am Ende vermindert sein um einen Teil, der in dem Feld assoziiert: $p_0 - a'$; a_0 ist vermindert um den Teil p', der im Felde dissoziiert, so daß p/a am Ende des Feldes gleich $p_0 - a' / a_0 - p'$ ist.

Jeder der Teile, der irgendwo im Felde assoziiert oder dissoziiert, kommt für die scharfen Flecke a und p auf der Photographie nicht in Betracht; denn er fällt auf einen Punkt außerhalb. Die Gesamtheit dieser Punkte gibt in diesem Fall

die mehr oder minder starke, meist praktisch verschwindende unsichtbare Verbindungslinie zwischen a und p.

Nach § 6 muß aber

$$\frac{p_0}{a_0} = \frac{a'}{p'}, \tag{1}$$

wenn Druck und Geschwindigkeit im ganzen Beobachtungsraum die gleichen sind, denn

$$\frac{p_0}{a_0} = \frac{1 + e^{-2fl}}{1 - e^{-2fl}}$$

und

$$a' = \frac{p_0}{2}(1 - e^{-2fl}); \quad p' = \frac{a_0}{2}(1 - e^{-2fl}),$$

also

$$\frac{a'}{p'} = \frac{p_0}{a_0} \quad \text{oder} \quad a' = \frac{p' p_0}{a_0}. \tag{2}$$

Dies eingesetzt in

$$\frac{p}{a} = \frac{p_0 - a'}{a_0 - p'}$$

gibt

$$\frac{p}{a} = \frac{p_0 \left(1 - \frac{p'}{a_0}\right)}{a_0 \left(1 - \frac{p'}{a_0}\right)} = \frac{p_0}{a_0}.$$

Ein ganz analoger Ausdruck gilt auch, wenn λ_p und λ_n verschieden sind. Die für die Umladung in Betracht kommende Strecke ist also *vom Ende des ersten bis zum Anfang des zweiten Feldes zu rechnen.*

b) Der Einfluß des Querschnittes auf die Messung.

Eine andere Frage, die für Beobachtungen mit Thermosäule wie Photographie in Betracht kommt, ist folgende: Der Querschnitt des aus der Kapillare austretenden neutralen und positiven Bündels ist nicht gleich, sondern meist für das neutrale Bündel etwas größer. Auf die Ursachen wollen wir hier nicht eingehen, sondern nur auf die Frage, inwieweit das die Beobachtungen beeinflussen kann. Man sieht leicht, daß bei unserer Methode p/a zu messen, dieser Einfluß ver-

schwindet; denn a bildet sich aus p erst im Beobachtungsraum und hat genau den gleichen Querschnitt. Auch variable Geschwindigkeit und dadurch bedingte Dehnung der elektrostatisch abgelenkten Flecke p und a sind hierbei ohne Einfluß; denn man mißt die Schwärzung von a und p auf einer Linie gleicher elektrostatischer Ablenkung. Etwas anders steht es mit der Bestimmung von w, in die hier auch die Schwärzung von n eingeht. Zunächst sind überhaupt nur solche Aufnahmen brauchbar, bei denen eine einheitliche Geschwindigkeit da war; da man sonst den durch umständliche Summierung erhaltenen Gesamtwert von $p + a$ mit den Werten von $n + d$ vergleichen müßte. Bei einheitlicher Geschwindigkeit aber ist der Wert von w nach der Formel $p/a : n/d$ berechnet, unabhängig vom Querschnitt des ursprünglich positiven und neutralen Bündels, denn p und a haben gleichen Querschnitt, ebenso wie n und d. Man braucht also nur die Schwärzungen jeweils an einer korrespondierenden Stelle von p und a bzw. n und d zu ermitteln.

Dagegen frägt sich, ob w aus dem angenäherten Endzustand, dem Verhältnis der gesamt positiven zu den gesamt neutralen nach Zurücklegen einer größeren Wegstrecke (also $p + d/n + a$), durch Querschnittsverschiedenheiten beeinflußt wird: Wie man leicht sieht, muß für jeden unendlich kleinen Querschnitt der Gleichgewichtszustand sich richtig einstellen. Wählt man einen Querschnitt, z. B. an der Peripherie des Strahles, in dem ursprünglich nur neutrale Strahlen vorhanden waren[1]), so wird die Einstellung des Gleichgewichtszustandes an der Peripherie eine größere Wegstrecke als in der Mitte erfordern. Man wird also, um einheitliche Werte zu bekommen, immer an der gleichen Stelle des Fleckes und zwar aus praktischen Gründen am besten in der Mitte die Intensitäten oder Schwärzungen vergleichen. Dann sind die Querschnittsverschiedenheiten ohne Einfluß. Mißt man dagegen die Gesamt-

1) Der Durchmesser des neutralen Strahles ist wie oben bemerkt etwas größer als der des positiven. Wenn man also den Strahl aus der Kapillaren unzerlegt auf die Kamera treffen läßt, und das Vakuum so hoch ist, daß Umladungen nicht merklich stattfinden, so besteht die Peripherie des Fleckes hauptsächlich aus neutralen Strahlen.

intensitäten des Strahles, dann könnten diese Verschiedenheiten das Resultat beeinflussen.

c) Messung der Schwärzung auf der Aufnahme.

Um die erhaltenen Schwärzungen zu vergleichen und auszuwerten, mußte man ein Schwärzungsmaß haben. Die Schwärzungsskala von 10 cm Länge wurde folgendermaßen hergestellt: Mehrere Streifen von Velvet-Veloxpapier wurden mit einem langen Glaskeil bedeckt, der mit Nickel-Chloridlösung gefüllt war; sie wurden bei diffusem Tageslicht kurz exponiert, dann mit dem gleichen Entwickler behandelt wurde, wie die Kanalstrahlaufnahmen. Aus einer Anzahl dieser Skalenaufnahmen wurde diejenige, deren Schattierung für sämtliche zu erwartende Schwärzungen der Kanalstrahlaufnahmen ausreichte, gewählt. Die Skala wurde in Millimeter eingeteilt. Die am häufigsten in den Kanalstrahlaufnahmen vorkommende Schwärzung entsprach der Schwärzung des Streifens bei 5 cm der Skala. Diese wurde als Einheit der Schwärzung gewählt. Zum Vergleich sämtlicher Schwärzungen mit der angenommenen Einheit wurden Rauchglaskeile benutzt, deren Absorptionsvermögen früher von dem einen von uns genau gemessen war. Die Eichung der Skala geschah folgendermaßen: Unter das Schwärzungsphotometer — bestehend aus der Helmholtzschen Doppelplatte des Autenrieth-Koenigsberger Kolorimeters und einer Linse im Tubus — wurde die Skala in solchem Abstande gebracht, daß zwei Stellen nebeneinander sichtbar wurden, z. B. am Schwärzungsstreifen 5 und 4,5. Um zu erfahren, um wieviel die Schwärzung des Streifens 4,5 schwächer ist als 5, wurde zwischen Streifen und Photometer ein Rauchglaskeil so weit zwischengeschoben, daß die beiden Gesichtsfelder gleich hell erschienen. In ähnlicher Weise wurden andere links und rechts von 5 liegende Schwärzungen mit der Einheit verglichen und durch diese Einheit ausgedrückt. Auf einer Kurve ist als Abszisse der Abstand vom Nullpunkt der Schwärzungsskala, als Ordinate das Maß der Schwärzung an dieser Stelle aufgetragen. Die Bestimmung des Schwärzungsgrades der einzelnen Flecken der Aufnahmen geschah durch Vergleichung mit der Skala oder auch direkt.

d) Schwärzung unabhängig von der Ladung und proportional der Zahl der Kanalstrahlteile.

Falls im Kanalstrahl schon im ersten Magnetfeld Gleichgewichtszustand erreicht ist[1]), so muß p/n den Endwert p'/n' besitzen. Dieser Wert p'/n' muß aber auch auf jeder Strecke gleich dem Verhältnis des aus dem neutralen dissoziierten zu dem aus dem positiven assoziierten sein, wenn neutral und positiv ursprünglich gleiche Intensität besitzen. Ist das Intensitätsverhältnis p/n von 1 verschieden $= b$, so ist dann

$$\frac{d}{a} = \frac{1\,p'}{b\,n'}, \quad \text{wenn} \quad \frac{p}{n} = \frac{p'}{n'}$$

ist, so ist also

$$\frac{d}{a} = \frac{n'\,p'}{p'\,n'} = 1.$$

Das gilt nur, da der zweite Magnet unmittelbar vor der Kamera steht, wenn die Schwärzung durch den positiv geladenen *d*-Strahl so groß ist wie die durch den neutralen *a-Strahl.* Andernfalls ist, wenn der positive Strahl c mal stärker wirkt als der neutrale, aus diesen Beobachtungen c zu bestimmen. Bei uns ist $c = 1$ innerhalb der Versuchsfehler, wie sich aus folgendem ergibt:

Beispiel:

	v	s	a	d
He in He	1,0	$2{,}0 \cdot 10^{-3}$	4,4	4,2
	1,0	$4{,}2 \cdot 10^{-3}$	4,1	4,0
O in O_2	1,09	$5 \cdot 10^{-4}$	8,2	8,8
	1,09	$3 \cdot 10^{-3}$	4,2	4,0

Ein weiterer Beweis dafür, daß für eine bestimmte Geschwindigkeit und ein bestimmtes e/m die Schwärzung von der Ladung unabhängig, ergibt sich aus folgendem:

1) Der vorausgesetzte Gleichgewichtszustand wird am raschsten erreicht, wenn die Umladungen häufig sind, also für relativ größere Ionen in schwereren Gasen bei kleinem v und großem s (vgl. §§ 7 und 8).

Bei einem bestimmten Entladungszustand (Druck und Potentialdifferenz, und damit Geschwindigkeit der Kanalstrahlen konstant) ist das Verhältnis der positiven zu den neutralen Strahlen unmittelbar hinter der Kathode ein bestimmtes. Wenn der Druck im Beobachtungsraum verschieden ist, so wird aber der Strahl, der unmittelbar hinter der Kathode positiv war p', auf der Kamera mehr oder minder stark umgeladen ankommen und aus primär positiven p- und assoziierten neutralen a-Teilen bestehen, $p' = p + a$. Dasselbe gilt für den ursprünglich neutralen Strahl; es ist $n' = n + d$. Wenn $c = 1$ ist, so ist dann

$$\frac{p'}{n'} = \frac{p + a}{n + d} = \text{const.}$$

Wenn jetzt die positiven Teile $c$mal stärker wirken als die neutralen, so wäre das Schwärzungsverhältnis $= c\,p + a / n + c\,d$. Da aber für alle Werte von a und d $p + a / n + d = \text{const.}$ gefunden wird, so muß $c = 1$ sein. p' und n' bzw. $p + a$ und $n + d$ müßten unmittelbar hinter der Kathode getrennt werden, d. h. es muß die Strecke zwischen dem ersten elektrischen Feld und der Kathode relativ zu der Weglänge der Umladung bei der betreffenden Geschwindigkeit und Druck klein sein. Das zweite Feld muß unmittelbar vor der Kamera stehen. Sonst wäre natürlich eine Konstanz von $p + a\ n + d$ überhaupt nicht zu erreichen, da sich für eine längere Wegstrecke im Beobachtungsraum jeweils ein anderer Gleichgewichtszustand einstellen würde. Man muß also relativ hohe Geschwindigkeiten und kleine Drucke wählen. Dann ist aber auch, wie folgende Tabelle zeigt, $p + a\ n + d$ innerhalb der Versuchsfehler konstant, also $c = 1$.

$v = 1{,}09$. H in O_2.

s	p	a	d	n	$\frac{p + a}{n + d}$
$2{,}3 \cdot 10^{-4}$	40,5	2,8	3,9	65	0,63
$1{,}7 \cdot 10^{-3}$	30,2	7,8	10	50	0,63
$5{,}0 \cdot 10^{-3}$	20	10	12	35	0,64
$8{,}0 \cdot 10^{-3}$	10,0	4,5	6,1	16,5	0,64
$8{,}1 \cdot 10^{-3}$	8,2	5,4	7,1	12,9	0,62

Die photographische Schwärzung ist also praktisch unabhängig von der Ladung. Ob allerdings nicht kleinere Unterschiede als 1—2 Proz. doch vorhanden sind, muß dahingestellt bleiben.

Ferner mußte untersucht werden, ob bei gleichem e/m und v die Schwärzung der Zahl der Teile proportional ist. Um die Frage zu beantworten, braucht man die Zahl der Kanalstrahlenteile nicht zu kennen, sondern muß nur dieselbe in meßbarer Weise ändern können. Das geschieht am einfachsten und sichersten, indem man unter gleichen Bedingungen im Entladungs- und Beobachtungsraum durch eine exakt gemessene Änderung der Expositionszeit die Zahl der Kanalstrahlteile variiert.

Die elektrostatische Ablenkung wird nach bestimmter Zeit automatisch kommutiert, während die magnetische ungeändert bleibt. So erhält man auf der Photographie rechts und links vom neutralen Fleck die symmetrisch gelegenen Bilder der positiven und negativen Ionen. Die Zahl ist der Zeit proportional. In der § 5 c) beschriebenen Weise wird die Schwärzung gemessen. Da man nicht genau wissen kann, ob im Entladungsraum die Bedingungen innerhalb der übrigens sehr kurzen Zeit (maximal insgesamt 2 Min.) genau konstant bleiben, müssen mehrfache Aufnahmen gemacht werden. Dieselben ergaben übrigens, daß eine praktisch merkbare Änderung der Bedingungen in dieser Zeit nicht statthatte.

Druck $s = 0{,}00016$. $v = 0{,}85$.

alles in H_2	Sktle.	t sec	p_1/p_2 beob.	ber.
p_1	4,3	20	2,3	2,0
p_2	10	10		
$s = 0{,}00023$. $v = 0{,}945$.				
p_1	14,5	15	3,2	3
p_2	4,5	5		
$s = 0{,}00040$. $v = 1{,}02$.				
p_1	120	60	11	10
p_2	11	6		
$s = 0{,}00063$. $v = 0{,}81$.				
p_1	35	30	5,4	6
p_2	5,5	5		

Es sind für das Wasserstoffatom die Werte p_1 und p_2 der Schwärzungsskala in Skalenteilen angegeben, dann die daraus ermittelten Schwärzungen, die Expositionszeiten und die berechneten und beobachteten Werte für die Schwärzungen.

Also ist innerhalb der Fehlergrenzen, die bei diesen schwierigeren Versuchen weit sind, die Schwärzung der Zahl proportional. Für das *Wasserstoffatom* ist unterhalb einer Schwärzungsgrenze, die in Helium photographiert nach unserer Skala maximal = 150 ist, die Schwärzung des Papiers proportional der Zahl der auffallenden Teile und unabhängig von der Ladung, falls die Geschwindigkeit sich nicht merklich ändert.

Für das *Wasserstoffmolekül* gilt das gleiche. Die maximale Schwärzung ist 95, für *Helium* 85, für Sauerstoff 35. Die maximalen Schwärzungen sind aber den Eindringungstiefen proportional; denn es kann nur soviel Silberhaloid in Silber umgewandelt werden, wie durch die vorhandene Menge in einer bestimmten Schicht gegeben ist. Der Strahl muß also tiefer eingedrungen sein, wenn die maximale Schwärzung eine größere ist. Wie sich mikroskopisch feststellen ließ, ist die Verteilung der empfindlichen Schicht mit der Tiefe eine ziemlich gleichmäßige. Also verhalten sich (photographiert in Helium) die Eindringungstiefen im Papier für H_1, H_2, He, O etwa wie

$$150 : 95 : 85 : 35 = 1 : \frac{1}{\sqrt{2{,}4}} : \frac{1}{\sqrt{3{,}1}} : \frac{1}{\sqrt{18}}.$$

Bei diesen Aufnahmen verhielten sich die entsprechenden Geschwindigkeiten wie

$$1 : \frac{1}{\sqrt{2}} : \frac{1}{\sqrt{4}} : \frac{1}{\sqrt{16}}.$$

Die Eindringungstiefe des Wasserstoffmoleküls in Materie ist also geringer, die des Heliums größer als der Proportionalität mit den Geschwindigkeiten entsprechen würde. Etwas Analoges wurde § 13 auch für die Umladungen gefunden.

e) e/m verschiedener Kanalstrahlen.

Im Plan dieser Arbeit lag nicht, eine genaue Bestimmung von e/m durchzuführen, da man sich mit Sicherheit auf die wieder-

holten absoluten Messungen von W. Wien [1]) und J. J. Thomson [2]) verlassen kann, die zeigen, daß der leichtest ablenkbare, fast stets am stärksten auftretende Kanalstrahl ein $e/m = 9600—9800$ besitzt. Da Wasserstoff $e/m = 9740$ hat, und von mir früher gezeigt wurde, daß bei völlig gasfrei gemachter Kathode erst eine Spur Wasserdampf oder Wasserstoff diesen Kanalstrahl hervorruft, so muß das positive H-Ion der Träger dieses Kanalstrahles sein. Für alles weitere genügen hier relative Messungen der magnetischen und elektrischen Ablenkungen. J. Koenigsberger und der Verfasser haben eine Methode der geraden Dispersion der Kanalstrahlen angegeben [3]), die ermöglicht, sehr genau die relativen Ablenkungen auch bei kleinem e/m zu bestimmen. Es seien hier einige Beispiele dafür gegeben, die zeigen sollen, daß bezüglich der in dieser Arbeit verwandten relativen e/m-Werte hinreichende Genauigkeit und Sicherheit vorhanden ist. Die Strecken wurden auf den Photographien auf einer Vertikalen zur Richtung der elektrischen Ablenkung mikrometrisch ausgemessen. Man stellt auf obere (1) und untere (2) Begrenzung des Fleckes und auf die Mitte (3) des Fleckes ein. Der Mittelwert von 1 und 2 wird mit dem Wert von 3 vereinigt und gibt die Koordinate des Strahles. Die Differenz der Koordinaten entspricht der Ablenkung (vgl. Näheres l. c.).

Ablenkung von O	Ablenkung von O_2	Äquivalentgewicht von O_2 berechnet	
7,8	11,0	31,7	sollte 32,0 sein
11,1	15,5	31,2	
12,3	17,5	32,2	
O	O_4		
6,5	13,1	64,8	sollte 64,0 sein
10,5	20,7	63,0	

1) W. Wien, Ann. d. Phys. **8.** p. 244. 1902; **9.** p. 660. 1902; **33.** p. 871. 1911.

2) J. J. Thomson, Phil. Mag. **14.** p. 212. 1907; **16.** p. 657. 1908; **18.** p. 821. 1909; vgl. ferner die neueste Messung von W. Hammer, Phys. Zeitschr. **12.** p. 1079. 1911.

3) J. Koenigsberger u. J. Kutschewski, Verh. d. Deutsch. Phys. Ges. **13.** p. 151. 1911.

Je kleiner die Äquivalentgewichte, um so größer wird natürlich die Genauigkeit, so daß für die hier untersuchten verhältnismäßig leichten Ionen H, H_2, He, O eine Unsicherheit über ihre Natur nicht besteht.

6. Erste Theorie der Umladung.

W. Wien[1]) hat zuerst die Umladung der Kanalstrahlen von positiven zu neutralen und nach Entfernung der positiven Teile eine Dissoziation der neutralen wieder zu positiven beobachtet und geschlossen, daß sich stets ein bestimmter Gleichgewichtszustand herzustellen pflegt. Die Versuche von W. Wien und die späteren von J. Koenigsberger und dem Verfasser zeigten, daß die Umladungen durch die Anwesenheit von Materie (Gase) bedingt sind und nach Ansicht des Verfassers mit dem Leuchten in Zusammenhang stehen. Diese Fragen sollten theoretisch erörtert und die Theorie experimentell geprüft werden.

Zunächst kann man von kinetischen Betrachtungen absehen, die eine nähere Kenntnis des Vorganges bei der Umladung der Kanalstrahlen erfordern würden, und versuchen einen möglichst allgemeinen beschreibenden mathematischen Ansatz im Sinne von G. Kirchhof zu machen. Ich sehe ferner zunächst von der Bildung negativer Ionen ab, da diese, wie in § 16 dargelegt, nur sekundär unter bestimmten Bedingungen erfolgt. Bezeichnen wir mit p die positiven oder dissoziierten, mit a die neutral gewordenen oder, was dasselbe ist, assoziierten Ionen, so ist naheliegend, anzunehmen, daß die Zahl der auf einer bestimmten Wegstrecke unter bestimmten Bedingungen sich neutralisierenden oder assoziierenden Ionen da proportional der Zahl p der gleichzeitig im Strahl vorhandenen positiven Ionen ist. Das Experiment muß entscheiden, ob die aus dieser und den folgenden Annahmen gezogenen Folgerungen richtig sind. Ferner setzt man da proportional einer Funktion der Weglänge x, der Dichte des Gases, der Geschwindigkeit v. Also die Zunahme von a infolge Neutralisation von p:

$$da = p \cdot f_0(x, s, v).$$

1) W. Wien, Ann. d. Phys. 27. p. 1625. 1908.

Wir wollen ferner annehmen, daß dp durch dieselbe Funktion bestimmt ist, also

$$dp = a \cdot f_0(x, s, v);$$

ferner muß für die dissoziierten Teile dp gelten, daß ihre Zunahme gleich der Abnahme von a ist:

(1) $$dp = -da.$$

Für kleine Wegstrecken dx beim konstanten v und s muß also gelten:

(2) $$da = p f_0(s, v, x)\,dx - a f_0(s, v, x)\,dx.$$

Wir haben also zwei simultane Differentialgleichungen.

Aus (1) folgt

(1′) $$p = c - a,$$

falls zunächst keine Absorption der Gesamtzahl angenommen wird. Nach (2) ist

$$da = f_0 \cdot dx(p - a) \quad \text{und} \quad dp = f_0\,dx(a - p)$$

(1′) in (2) eingesetzt gibt:

$$da = (c - 2a) \cdot f_0 \cdot dx$$

oder:

(3) $$\frac{da}{dx} = (c - 2a) f_0,$$

(4) $$\frac{dp}{dx} = (c - 2p) f_0.$$

Falls sich das Gas und der Kanalstrahl auf der ganzen Wegstrecke, für welche man die Versuche anstellt, in bezug auf die Umladungsvorgänge gleichmäßig verhält, so ist df_0 unabhängig von dx. Daß der positive Kanalstrahl weder merklich die Geschwindigkeit noch e/m auf seinem Wege x ändert, ist in § 2 erörtert. Wohl aber ändert sich die Zahl der Teile und damit vielleicht der Ionisationszustand des ruhenden Gases.

Lösungen (3) und (4) sind:

(5) $$p = \frac{c}{2}(1 + e^{-fx}),$$

$$a = \frac{c}{2}(1 - e^{-fx}),$$

worin $f = 2f_0$ ist.

Für $x = 0$ sei der Versuch so eingerichtet, daß die positiven Strahlen ausgeblendet werden; dann gilt

$$p_0 = c, \quad a_0 = 0 \quad \text{und} \quad \frac{c}{2} = \frac{p_0}{2};$$

für $x = \infty$ wird

$$p = a = \frac{c}{2} = \frac{p_0}{2},$$

also

$$p = \frac{p_0}{2}(1 + e^{-fx}) \quad \text{und} \quad a = \frac{p_0}{2}(1 - e^{-fx}).$$

Hierin ist f eine experimentell zu bestimmende Funktion von Dichte und Geschwindigkeit; wir wollen sie in Analogie zu dem Extinktionskoeffizient des Lichtes als *Umladungskoeffizient* bezeichnen. Aus dieser Formel lassen sich Folgerungen ziehen, die sich direkt prüfen lassen.

Wir bezeichnen als den *Halbwert der Umladung* (analog der radioaktiven Halbwertszeit) den Weg l_0, bei welchem unter den gegebenen Bedingungen die Zahl der assoziierten Teile gleich der halben Zahl der primär positiven geworden ist:

$$l_0 = 0{,}692 \cdot \frac{1}{f_0}.$$

Man kann, wie in § 5 dargelegt, p/a direkt messen.

Es ist nach dem obigen

$$\frac{p}{a} = \frac{1 + e^{-fx}}{1 - e^{-fx}}.$$

Mißt man p/a für $x = l_1$, und dann für $x = l_2$, so gilt:

$$\left(\frac{p}{a}\right) l_1 = A_1 = \frac{1 + e^{-fl_1}}{1 - e^{-fl_1}} \quad \text{und} \quad \left(\frac{p}{a}\right) l_2 = A_2 = \frac{1 + e^{-fl_2}}{1 - e^{-fl_2}},$$

woraus

(6) $$e^{-fl_1} = \frac{A_1 - 1}{A_1 + 1} = y_1 \quad \text{und} \quad e^{-fl_2} = \frac{A_2 - 1}{A_2 + 1} = y_2,$$

woraus

$$\frac{y_1}{y_2} = e^{-f(l_1 - l_2)},$$

wenn jetzt $l_1/l_2 = n$ gesetzt wird, so ist wie man leicht sieht

$$\frac{y_1}{y_2} y_2^{n-1}, \quad y_1 = y_2^n,$$

also

$$e^{-fl_1} = (e^{-fl_2})^n$$

oder

(7) $$e^{-fl_2} = e^{-fl_1/n}.$$

Sehen wir, inwieweit dies mit den Beobachtungen übereinstimmt. Es wurden $(p/a)_2$ für den halben Weg von 7 cm gemessen, während sonst bei den Beobachtungen 14 cm verwandt wurde $(p/a)_1$. Es ist jeweils e^{-fl_2} aus e^{-fl_1} bzw. $(p/a)_1$ nach (7) berechnet, und mit dem aus dem beobachteten Wert von $(p/a)_2$ ermittelten e^{-fl_2} verglichen.

Für H-Strahl in H_2.

	ber. e^{-fl_2}	beob. e^{-fl_2}
$v = 1{,}09$, $s = 6{,}0 \cdot 10^{-4}$		
1. $\frac{p}{a} = 7$	0,87	0,89
2. $\frac{p}{a} = 18$		
$v = 1{,}04$, $s = 2{,}4 \cdot 10^{-3}$		
1. $\frac{p}{a} = 3{,}5$	0,75	0,78
2. $\frac{p}{a} = 8{,}0$		
$v = 1{,}0$, $s = 5{,}9 \cdot 10^{-3}$		
1. $\frac{p}{a} = 2{,}1$	0,59	0,56
2. $\frac{p}{a} = 3{,}5$		
$v = 1{,}0$, $s = 7{,}5 \cdot 10^{-3}$		
1. $\frac{p}{a} = 1{,}6$	0,48	0,46
2. $\frac{p}{a} = 2{,}7$		

Wenn man die Schwierigkeiten der Beobachtungen in Betracht zieht, ist die Übereinstimmung als durchaus befriedigend zu bezeichnen. Sie zeigt keine systematischen Unterschiede und spricht für die Richtigkeit der Annahmen. *Das ist namentlich deshalb wichtig, weil daraus hervorgeht, daß bei meinen Versuchsbedingungen die Umladungsfunktion nicht implizite von x, d. h. von der Stärke der Ionisation abhängt.* Wäre dies der Fall, so hätten z. B. bei den drei letzten Versuchen, bei denen die Intensität des Kanalstrahls bei 14 cm Wegstrecke je nach dem

Druck etwa $^1/_2$—$^1/_4$ von der bei 7 cm ist, die beobachteten Werte nicht mit den theoretischen stimmen können.

Eine andere Frage, auf die ich hier zunächst nicht eingehen will, ist die nach der wahrscheinlichen und der möglichen Zahl der Umladungen eines Ions. Sie kann nach den Sätzen der Wahrscheinlichkeitstheorie abgeleitet werden, sowie $f(s, v)$ bekannt ist. — Ich will mich der Bestimmung dieser Größen zuwenden.

Die Größen p/a werden experimentell für ein bestimmtes $x = l$ gemessen. Man kann daher nach Formel (6) e^{-fl} und somit f für jede Dichte s und jede Geschwindigkeit v berechnen. Daher kann experimentell die Form von der Funktion für variables v und konstantes s und umgekehrt bestimmt werden und somit empirisch $f(s, v)$ ermittelt werden.

Für konstantes v_0 gilt

$$e^{-f(s\,v_0)\,x} = \frac{A-1}{A+1},$$

wo

$$A = \frac{p}{a} \quad \text{und} \quad \ln\frac{A-1}{A+1} = -\,x f(s, v_0).$$

Trägt man als Ordinate $\ln\frac{A-1}{A+1}$, als Abszisse s auf, so ist dadurch die Form der Kurve bestimmt.

Ich will jetzt das Gesetz der Umladung *für den Fall der Absorption der Kanalstrahlen* ableiten, also berücksichtigen, daß diese, wie schon W. Wien [1]) gefunden und wie meine Beobachtungen bewiesen haben, an Zahl abnehmen. Die Abnahme soll nach einer beliebigen Funktion $\varphi(x)$ geschehen und soll für neutrale und positive denselben Betrag haben.

$$a + p = c \cdot \varphi(x) \quad \text{und} \quad a = a_0\,\varphi(x), \quad p = p_0\,\varphi(x),$$

woraus

$$d\,a = a_0\,\varphi'(x)\,d\,x = \frac{a}{\varphi} \cdot \varphi' \cdot d\,x.$$

Es gilt dann

$$d\,a = p \cdot f_0 \cdot d\,x - a \cdot f_0\,d\,x + \frac{a}{\varphi} \cdot \varphi'\,d\,x,$$

$$d\,p = a \cdot f_0\,d\,x - p \cdot f_0\,d\,x + \frac{p}{\varphi} \cdot \varphi'\,d\,x,$$

---

1) W. Wien, Ann. Phys. 23. 1907 p. 415.

woraus

$$\frac{da}{dx} = [c \cdot \varphi(x) - 2a] f_0 + \frac{a}{\varphi(x)} \cdot \frac{d\varphi}{dx}$$

$$= [c \cdot \varphi(x) - 2a] f_0 + \frac{a \cdot d[\ln \varphi(x)]}{dx}.$$

Eine Lösung hiervon ist:

$$a = \varphi(x) \cdot \frac{c}{2}(1 - e^{-fx}),$$

analog

$$p = \varphi(x) \cdot \frac{c}{2}(1 + e^{-fx}),$$

worin $f = 2f_0$ unter Berücksichtigung der § 6 gegebenen Grenzbedingungen.

Man erhält also bei Berücksichtigung der Absorption für p/a einen Ausdruck

(I) $$= \frac{1 + e^{-fx}}{1 - e^{-fx}},$$

der von der Absorption unabhängig ist. Wenn dagegen die Absorptionsfunktion $\varphi(x)$ für a und p verschieden ist $= \varphi_1$ bzw. φ_2, so wird das mathematische Problem komplizierter. Man kann darüber zunächst nur soviel sagen: es wird der Ausdruck für p/a ein anderer, und das tritt um so stärker hervor, je größer die Verschiedenheit der Absorptionsfunktionen ist. Sie würde sich am besten aus dem Wert p/a für große x ableiten lassen und müßte dann einen von 1 verschiedenen Wert ergeben. Da der Endwert p/a bei größeren Geschwindigkeiten nicht sehr von 1 verschieden ist, so folgt, daß auch φ_1 und φ_2 nicht stark voneinander verschieden sein können. Eine deutliche Verschiedenheit, die nicht auf Zufälligkeiten beruht, ist da. Wir haben sie im folgenden nach der Theorie von W. Wien so gedeutet, daß wir f als verschieden für positive und neutrale Strahlen annehmen. Vielleicht aber ist die Absorption für positive stärker als für neutrale.

Kinetische Betrachtung der Umladungen. Man kann auf die Umladungen, auch ohne spezielle Annahmen über die Ursachen derselben zu machen, die Grundannahmen der kinetischen Gastheorie anwenden. Gerade die Schwankungen und Abweichungen vom Mittelwert müssen sich besonders stark geltend machen. Wäre das nicht der Fall, so müßte bis zu einer Strecke λ, die man als mittlere Weglänge zwischen zwei

Umladungen bewirkenden Zusammenstößen bezeichnen kann, keine Absorption und keine Umladung stattfinden, gleich nach Zurücklegen des Endpunktes dagegen alles umgeladen bzw. absorbiert werden. In Wirklichkeit ist ja der Vorgang ein anderer, die Weglängen sind für jeden Atomstrahl verschieden, und nur der Mittelwert ist konstant. Man kann das zunächst auch so ausdrücken, daß man sagt, es ist, wenn irgend ein Punkt auf der Bahn der Kanalstrahlen herausgegriffen wird, für jedes Kanalstrahlion der seit dem letzten Zusammenstoß zurückgelegte Weg ein anderer, er liegt zwischen 0 und λ. Wenn die Zahl der positiven Teile p ist, so ist dann auf der Wegstrecke dl die Zahl der umladenden Zusammenstöße $= p(dl/\lambda)$. Diese ist gleich der Zahl der neugebildeten assoziierten $= da$; diese aber nach § 6 $= pf.dl$. Also ist

$$\frac{1}{\lambda} = f, \tag{1}$$

die Umladungsfunktion, die wir berechnet haben, ist der Weglänge umgekehrt proportional.

Berechnet man unter Berücksichtigung der im folgenden gegebenen Formel (II) aus der Umladungsfunktion für 1 cm und Verwertung der aus der Gastheorie bzw. aus den Versuchen von P. Lenard[1]) an langsamen Kathodenstrahlen gewonnenen Querschnitte für das Kanalstrahlion die Zahl der Teile, welche die Umladung verursachen, *so ergibt sich diese von derselben Größenordnung, wie die Zahl der bei dem betr. Druck vorhandenen Gasmoleküle.* Die Zahl ist etwas größer, der Querschnitt des Ions also nicht merklich kleiner, eher etwas größer als gastheoretisch gefordert. Die Querschnitte der ruhenden Teile können Elektronen oder Ionen oder Moleküle sein; das bedingt keinen großen Unterschied. Wir gehen hierauf noch nicht näher ein.

7. Berechnung der Umladungen nach der Theorie von W. Wien mit Spezialisierung auf unsere Versuchsanordnung.

Nimmt man nach dem Vorgang von W. Wien[2]) an, daß die Umladung bzw. die Weglänge für neutrale und positive

1) P. Lenard, Ann. d. Phys. **12.** p. 741. 1903.

2) W. Wien, Berl. Sitzungsber. **38.** p. 773. 1911. Diese Untersuchung erschien nach dem Abschluß meine Beobachtungen und nach

Strahlen verschieden ist und die Absorption vernachlässigt werden kann, so erhält man:

$$\frac{dp}{dx} = (f_2 a - f_1 p).$$

$$\frac{da}{dx} = (f_1 p - f_2 a).$$

Bei meiner Anordnung gelten dann folgende Anfangsbedingungen:

$$(a)_{x=0} = 0; \quad (p)_{x=0} = p_0,$$

ferner

$$\binom{p}{a}_{x=\infty} = \frac{f_2}{f_1} \quad \text{und stets} \quad a + p = p_0.$$

Dann sind folgende Lösungen, die dem genügen:

$$p = \frac{p_0 f_2}{f_1 + f_2}\left(1 + \frac{f_1}{f_2} e^{-(f_1 + f_2)x}\right),$$

$$a = \frac{p_0 f_1}{f_1 + f_2}(1 - e^{-(f_1 + f_2)x})$$

und

$$\frac{p}{a} = \frac{f_2}{f_1} \frac{1 + \frac{f_1}{f_2} e^{-(f_1 + f_2)x}}{1 - e^{-(f_1 + f_2)x}}.$$

Setzt man

$$f_1 + f_2 = f, \quad \frac{f_2}{f_1} = w = \frac{\lambda_p}{\lambda_n},$$

so ist

$$\text{(I)} \qquad \frac{p}{a} = w \cdot \frac{1 + \frac{1}{w} \cdot e^{-fx}}{1 - e^{-fx}}: \quad \text{analog} \quad \frac{n}{d} = \frac{1}{w} \frac{1 + we^{-fx}}{1 - e^{-fx}}$$

oder

$$\text{(II)} \qquad f = -\frac{1}{x} \lg n \left(\frac{\frac{p}{a} - w}{1 + \frac{p}{a}}\right) = -\frac{1}{x} \lg n \left(\frac{\frac{n}{d} - \frac{1}{w}}{1 + \frac{n}{d}}\right).$$

Aufstellung der zuerst gegebenen Theorie. Die Theorie von W. Wien ist allgemeiner als unsere, wir haben sie daher bei der Berechnung der Beobachtungen zugrunde gelegt. Gewisse Voraussetzungen, die § 9 besprochen, haben beide Theorien gemeinsam; die Absorption ist in der Theorie von W. Wien nicht berücksichtigt. Vielleicht ist unsere erste Theorie richtig. Vielleicht ist auch w etwas größer als 1 und nur die Absorption für die positiven Strahlen größer als für die neutralen. Das letztere soll zunächst untersucht werden und wir werden danach später unsere Beobachtungen eventuell umrechnen.

Ferner ist dann

$$f = \frac{1}{\lambda_p} + \frac{1}{\lambda_n} = \frac{1}{\lambda_p}(1 + w).$$

Also läßt sich aus der Gleichung (I), wenn w bekannt ist, aus p/a λ_p berechnen.

Wenn p/a bzw. d/n nahe 1 sind (etwa zwischen 1 und 2 liegt, die betreffenden Beobachtungen von p und a sind in der Tabelle fett gedruckt), so gibt $d + p/n + a$ mit genügender Genauigkeit (1 bis 3 Proz.) bei der Wegstrecke von 14 cm den Endzustand.[1]) Man kann diesen aber auch noch in folgender Weise berechnen. Wie man sieht (p. 193), ist angenähert für

$$\frac{p}{a} > 3, \quad \lambda_p = \frac{p}{a} \cdot x$$

analog ist

$$\frac{n}{d} x = \lambda_n \quad \text{für} \quad \frac{n}{d} > 3,$$

also

$$\frac{\lambda_p}{\lambda_n} = \frac{p \cdot d}{n \cdot a}.$$

Der auf beiden Wegen berechnete Endzustand für einen bestimmten Druck und Geschwindigkeit muß innerhalb der Fehlergrenzen übereinstimmen.

Vergleichung zwischen der Berechnung von λ_p nach der Annahme von W. Wien und nach unserer ersten Annahme. Wenn man nach dem Vorgang W. Wiens die Weglänge der neutralen und positiven Strahlen verschieden groß, und ihre Absorption zunächst vernachlässigt, so gilt bei unseren Anfangsbedingungen, die von denen von W. Wien verschieden sind, die Gleichung

$$\text{(II)} \qquad e^{-fx} = \frac{\frac{p}{a} - \frac{f_2}{f_1}}{1 + \frac{p}{a}}, \qquad fx = \frac{1}{\lambda_p}(1 + w).$$

1) Zu erwähnen ist, daß in reinem H_2 (ohne H_2O) nur H-, keine H_2-Strahlen auftreten. Daher gilt der Wert von n exakt. In O_2 treten neben H- auch noch O-Strahlen auf; aber ihre photographische Wirkung ist eine relativ zu den H-Strahlen sehr schwache. Die Schwärzung durch O-Strahlen ist cet. par. etwa $^1/_{10}$—$^1/_{20}$ der von H-Strahlen und kann daher als Korrektion leicht mit genügender Genauigkeit ermittelt und berücksichtigt werden.

Legen wir unsere ursprüngliche Annahme: $f_1 = f_2$ und gleiche Absorption für beide Strahlen zugrunde, so folgt

$$\text{(I)} \qquad e^{-fx} = \frac{\frac{p}{a} - 1}{1 + \frac{p}{a}}, \qquad fx = \frac{2 \cdot x}{\lambda_p}.$$

Für große p/a, oder was dasselbe, kleine fx, hat man aus Formel (II) u. p. 191.

$$a = \frac{p_0 f_1}{f_1 + f_2}(1 - e^{-(f_1 + f_2)x}),$$

$$a = \frac{p_0 \cdot f_1}{f_1 + f_2}\left[(f_1 + f_2)x - \frac{(f_1 + f_2)^2 x^2}{2}\right]$$

oder

$$\text{(III)} \quad \begin{cases} \dfrac{1}{f_1} = \lambda_p = \dfrac{p_0}{a}\left(1 - \dfrac{(f_1 + f_2)}{2}x\right)x = \dfrac{p_0}{a}\left(1 - \dfrac{a}{p_0}\right)x = \dfrac{p}{a}x \\ \text{da angenähert} \\ \qquad\qquad \dfrac{(f_1 + f_2)}{2}x = \dfrac{a}{p_0} \\ \text{und } p_0 - a = p \text{ ist; ferner} \\ \qquad\qquad f_1 x = \dfrac{x}{\lambda_p}. \end{cases}$$

Wenn man $f_2/f_1 = w$ nicht kennt, so muß man wissen, welcher maximale Fehler dadurch in der Berechnung von λ_p entsteht. w kann nach unseren Messungen nur $\leqq 1$ sein. Der Minimalwert ist theoretisch natürlich Null. Praktisch ist bei den von uns gewählten Geschwindigkeiten für den H-Kanalstrahl ja nach der Geschwindigkeit $w = 0{,}6$—$0{,}8$.

Im folgenden ist eine Tabelle berechnet, welche die Werte von $f \cdot x$, die ja λ_p umgekehrt proportional sind, und dann die Werte von λ_p, deren einer $= 1$ gesetzt wird, enthält. Daraus ersieht man, wie groß für die O-, He-, H_2-Strahlen, deren w nicht genau bekannt ist, aber zwischen 1 und 0,5 liegt, der Fehler in λ_p sein mag.

In I sind die Werte nach Formel (I) also $w = 1$ berechnet, in II nach Formel (II) für $w = 0{,}5$, in IIa für den Minimalwert $w = 0$. Der Wert von x ist, wie man leicht sieht, gleichgültig; er kann $= 1$ gesetzt werden.

$\frac{p}{a}$	I λ_p	II λ_p	IIa Maximalwert von λ_p
10	10,0	10,3	10,7
3	2,90	3,17	3,38
1,5	1,24	1,67	2,04
1,2	0,84	1,13	1,70

Man sieht aus dieser Tabelle, daß bis zu $p/a = 3$ *bei meiner Methode Kenntnis von w überhaupt nicht sehr wesentlich ist.*[1]) Wenn $w = 0{,}8$ ist, so liegt, wie leicht zu rechnen, der Unterschied noch innerhalb der Fehlergrenzen der Messung, und selbst für $w = 0{,}5$ (II) ist die Differenz nicht groß. Von $p/a = 1{,}5$ ab ist es erforderlich, die erste Stelle von w zu kennen. Doch ist selbst im extremsten Fall, bei dem p/a überhaupt noch brauchbare Resultate zur Berechnung der Weglängen gibt, $p/a = 1{,}2$, λ_p der Größenordnung nach noch richtig, selbst wenn $w = 0$ wäre. — Mit $p/a = 1{,}1$ oder gar 1 läßt sich auch, wenn w genau bekannt ist, λ_p nur sehr ungenau berechnen, weil dann kleine Fehler sehr erheblich ins Gewicht fallen. Mit $p/a < 1$ ist λ_p nicht berechenbar. Man ersieht daraus, daß die auch ohne Kenntnis von w berechneten Werte von λ_p für He, O, H_2 in den meisten Fällen hinreichend genau, höchstwahrscheinlich auf einige Prozente richtig sind. Auch für die höheren Drucke ist der Fehler für λ_p nicht groß, da w für diese zwischen 0,5 und 1 liegt bei den angegebenen Geschwindigkeiten.

8. Zur Ermittelung der Größe w.

Im Gleichgewichtszustand, ist wie aus Gleichung folgt

$$\frac{p}{a} = \frac{f_2}{f_1} = \frac{\lambda_p}{\lambda_n} \quad \text{oder allgemeiner} \quad \left(\frac{p}{a}\right)_{x=\infty} = w.$$

Die Einstellung dieses Gleichgewichtszustandes wird um so rascher erfolgen, je größer die Wegstrecke l und der Druck s

1) Auch wenn w größer als 1, etwa 1,1 sein sollte, so wären doch unsere Werte von λ_p praktisch genügend richtig: Dagegen würden die Werte von λ_n erheblich anders sein. Die diesbezüglichen Rechnungen für λ_p sind Ber. Frbgr. Nat. Ges. **19.** p. 117. 1911 durchgeführt.

und je kleiner die Geschwindigkeit v ist. Andererseits erschweren die zunehmende Absorption und das Scattering die Messung. Man wird also hierfür suchen von einem Zustand auszugehen, bei dem das Gleichgewicht einigermaßen erreicht ist. Das ist nicht der Fall, wenn anfänglich p endlich, $a = 0$ ist, dagegen wohl, wenn am Anfang des Beobachtungsraumes bereits angenähert p und a von derselben Größe sind. Das trifft zu, wenn erstens im wesentlichen nur Wasserstoff vorhanden ist oder photographisch wirkt, was sich aus den Bildern der magnetischen Ablenkung ohne weiteres ergibt. Zweitens, wenn man dann $d + p$ mit $n + a$ (d = aus neutral dissoziiert. p dauernd positiv, n dauernd neutral, a aus positiv assoziiert) für eine größere Wegstrecke vergleicht. Wenn dieser Ausdruck unabhängig von der Wegstrecke ist, oder auch schon ursprünglich $p + a/n + d$ nahe gleich $d + p/n + a$ ist, dann ist der Gleichgewichtszustand erreicht.

Das ist tatsächlich erfüllt, wenn die Drucke im Beobachtungsraum größer oder nicht sehr viel kleiner als die im Entladungsraum bzw. Raum zwischen Kathode und erstem Magnetfeld sind. Dadurch hat man die Grenzwerte von $(p/a)_{l=\infty}$ und kann so das Verhältnis der Weglängen für den positiven und den neutralen Teil berechnen, falls die Absorption für beide gleich ist.

Man sieht aus folgender Tabelle, *daß der Endzustand, auf verschiedene Art berechnet, sehr stark von der Geschwindigkeit und bei größeren Geschwindigkeiten 0,92—1,07 kaum vom Druck abhängt.* Bezüglich der kleineren Geschwindigkeiten genügt das Material nicht, um etwas über die Druckabhängigkeit des Endzustandes auszusagen. *Wir möchten aber ausdrücklich erwähnen, daß wir einen photographisch nachweisbaren Endzustand, wobei $w < 1$ ist, nie direkt haben erreichen können. Wir fanden direkt stets $w > 1$ etwa 1,0—1,1.*

Die Vergleichung der Werte I, II und III zeigt, in welchem Maß sich das Verhältnis der gesamt positiven zu den gesamt neutralen von einem bestimmten Anfangswert unmittelbar hinter der Kathode, der von der Geschwindigkeit abhängt, einem Gleichgewichtszustand den Bedingungen im Beobachtungsraum entsprechend nähert.

H in O_2.

v	s	p	a	d	n	6+(9) cm II $\frac{p+a}{n+d}$	6(+9)+14 cm III $\frac{p+d}{n+a}$	w	I Anfangswert
0,75	$3\cdot10^{-3}$	5,0	3,2	3,4	11,0	0,56	**0,58**		0,45 (?)
0,78	$3{,}0\cdot10^{-4}$	11,0	6,0	6,8	25	0,54	**0,60**	**0,60**	
	$3{,}1\cdot10^{-3}$	**3,6**	**2,9**	3,3	8,5	0,55	**0,64**	**0,61**	0,49
	$6{,}8\cdot10^{-3}$	**3,0**	**3,1**	3,5	7,4	0,54	**0,60**	—	
0,82	$3{,}0\cdot10^{-4}$	**6,5**	**3,3**	3,9	12,1	0,62	**0,67**	**0,65**	0,52
	$3{,}2\cdot10^{-3}$	**3,8**	**3,0**	3,7	7,1	0,63	**0,69**	—	
0,925—0,90	?	11	8	11	22	0,57	**0,73**		0,57
	$7{,}1\cdot10^{-3}$	**3,5**	**3,0**	3,7	7,0	0,61	**0,72**		
1,04—0,98	$2{,}3\cdot10^{-4}$	58	4,4	5,4	101	0,585	0,60	**0,70**	
	$3{,}0\cdot10^{-4}$	44	4,6	5,5	70	0,58	**0,64**	**0,72**	
	$1{,}4\cdot10^{-3}$	20,0	3,4	4,5	35	0,58	0,64	**0,75**	0,58
	$2{,}9\cdot10^{-3}$	10,0	4,1	5,5	19	0,57	0,68	**0,71**	
	$5{,}0\cdot10^{-3}$	**6,7**	**3,7**	5,0	13,5	0,57	**0,71**	—	
1,17—1,00	$2{,}3\cdot10^{-4}$	40	2,8	3,9	65	0,63	0,65	**0,79**	
	$1{,}7\cdot10^{-3}$	30,2	7,8	10,0	50	0,63	0,69	**0,77**	
	$5{,}0\cdot10^{-3}$	20	10	12	35	0,64	0,69	—	0,61
	$5{,}0\cdot10^{-3}$	10	4,5	6,4	16,5	0,64	0,70	—	
	$8{,}0\cdot10^{-3}$	**6,2**	**5,4**	7,1	12,0	0,62	**0,76**	—	

H in H_2.

v	s	p	a	d	n	II. $\frac{p+a}{n+d}$	III. $\frac{p+d}{n+a}$	w	I. Anfangswert
$x = 14$ cm									
1,02*	$2{,}4 \cdot 10^{-3}$	55	6,5	7,8	90	0,58	0,64	**0,73**	
„ *	$5{,}9 \cdot 10^{-3}$	15	4,5	6,5	30	0,54	0,59	**0,72**	
„	$1{,}8 \cdot 10^{-3}$	33	9,0	11,5	57,5	0,61	0,66	**0,73**	0,58
„	$3{,}2 \cdot 10^{-3}$	30	8,5	10	50	0,64	0,68	**0,71**	
„	$6{,}5 \cdot 10^{-3}$	60	27	35	114	0,58	**0,68**	**0,69**	
$x = 7{,}5$ cm								$w = \frac{p}{n}$	
1,2	$1{,}05 \cdot 10^{-2}$	60	20	20	77	0,85	0,83	**0,78**	
	$1{,}45 \cdot 10^{-2}$	116	70		150			**0,77**	
	$1{,}60 \cdot 10^{-2}$	104	80		130			**0,80**	

* Sind Beobachtungen mit Weglänge von 7 cm.

Bei den hohen Drucken von $1{,}05 \cdot 10^{-2}$ mm an ist sehr bald hinter der Kapillaren Gleichgewicht vorhanden, daher $a = d$ und $w = p/n$. Beachtenswert ist, daß der Endwert w von H in $H_2 = 0{,}72$ innerhalb der Fehlergrenzen ($\pm$ 4 Proz.) mit dem Endwert für gleiches v von H in $O_2 = 0.72$ übereinstimmt. Eine etwaige Druckabhängigkeit liegt auch für H in H_2 innerhalb der Fehlergrenzen; es scheint hier nur die Geschwindigkeit maßgebend zu sein.

Eine kurze Erwähnung verdienen die „Anfangswerte", das Verhältnis der gesamt positiven zu gesamt neutralen Teilen unmittelbar hinter der Kathode. Diese lassen sich nicht zuverlässig berechnen, weil in der Kapillare hinter der Kathode ein variabler Druck herrscht und weil man auch nicht weiß, inwieweit das Auftreffen der Kanalstrahlen auf die Wände der engen Röhre den Gleichgewichtszustand beeinflußt. Es sind also nur unsichere approximative Werte. Da sie in der weiteren Berechnung nicht erforderlich sind, ist das gleichgültig.

Der „Anfangswert" hängt jedenfalls von den Bedingungen im Entladungsraum und in der Kapillare ab. Ich habe keine Versuche darüber angestellt, inwieweit er bei anderer Form der Kathode, Kapillaren und Röhre sich ändern würde. Man

wird aber kaum fehl gehen, wenn man annimmt, daß die stärkste Neutralisation, welche die kleinen Werte des „Anfangszustandes“ bedingt, unmittelbar an der Kathode und vielleicht auch in der Kapillare erfolgt. Wäre im ganzen Entladungsraum $\lambda_p < \lambda_n$, so wäre die Geschwindigkeit wohl nicht der halben Spannung entsprechend, wie das W. Wien angenähert fand, sondern einem kleineren Wert. Der „Anfangszustand“ ist aber für keinen Druck im Beobachtungsraum ein Gleichgewichtszustand. Erst allmählich stellt sich der letztere ein und wird am raschesten bei relativ kleiner Geschwindigkeit und hohem Druck erreicht.

Für H_2-, He-, O-Strahlen kann man w nicht direkt berechnen, weil es äußerst schwierig ist, für längere Versuchsreihen H-Strahlen ganz auszuschließen. Auf kürzere Zeit gelingt es in der früher[1]) angegebenen Weise, sonst ist aber H stets vorhanden und hat einen erheblichen Anteil an der Schwärzung von n. Nur indirekt kann man über die Größe von w und damit λ_n etwas erfahren. Da die Weglänge λ_p weit kürzer ist wie für H, muß sich, wenn man von $p = p_0$, $a = 0$ ausgeht, rascher der Endwert $(p/a) = w$ einstellen. Dieser Wert ist aber bei unseren Aufnahmen *nie merklich kleiner als 1 gewesen*; also dürfte w nicht sehr verschieden von 1 sein, vielleicht 0,8—0,9. Doch möchten wir diese Frage noch offen lassen und beschränken uns in § 12 darauf, für diese Gase nur die Werte von λ_p anzugeben.

9. Umladung von Wasserstoffkanalstrahlen.

Wenn die Abhängigkeit der Funktion $f(s, v, x)$ vom Druck untersucht werden soll, müssen die Variabeln v und x konstant bleiben. Der Abstand zwischen beiden Magneten war dauernd 14 cm. Die Geschwindigkeit v wurde ebenfalls praktisch genügend konstant erhalten, indem eine Sicherheitsfunkenstrecke eingestellt wurde. Die Grenzen, innerhalb deren die Geschwindigkeit, aus der elektrostatischen Ablenkung ermittelt, variierte, sind bei jeder Versuchsreihe angegeben. Die Drucke wurden mit Knudsenradiometer und Mc Leodmanometer gemessen, und

1) J. Koenigsberger u. J. Kutschewski, Sitzungsber. d. Heidelb. Akad. 1910. Abhandlg. 4.

nur solche Beobachtungen verwertet, bei denen beide übereinstimmten. Dann waren keine Dämpfe vorhanden, die Gase also rein. Einige Versuche sind bei gleichen Drucken wiederholt um ein Urteil über die Genauigkeit zu erhalten.

H in O_2.

$v = 1{,}05-1{,}09$		$v = 1{,}04-0{,}98$		$v = 0{,}945-0{,}90$		$v = 0{,}775$	
s	p/a	s	p/a	s	p/a	s	p/a
1. $2{,}3\cdot10^{-4}$	16,7	$2{,}3\cdot10^{-4}$	15,0	$5{,}0\cdot10^{-4}$	13	$1{,}6\cdot10^{-4}$	3
2. $2{,}3\cdot10^{-4}$	16,8	$3{,}0\cdot10^{-4}$	14,0	$4{,}5\cdot10^{-3}$	2	$3{,}0\cdot10^{-4}$	2
$3{,}0\cdot10^{-4}$	15	$3{,}0\cdot10^{-4}$	14,0	$7{,}0\cdot10^{-3}$	1,2	$3{,}0\cdot10^{-3}$	1,2
$6{,}0\cdot10^{-4}$	6	$4{,}0\cdot10^{-4}$	13,4				
1. $1{,}7\cdot10^{-3}$	3,6	$4{,}0\cdot10^{-4}$	13,2				
2. $1{,}7\cdot10^{-3}$	3,8	$9{,}0\cdot10^{-4}$	6,0				
		$1{,}3\cdot10^{-3}$	4,5				
1. $3{,}0\cdot10^{-3}$	2,5	$1{,}8\cdot10^{-3}$	3,5				
2. $3{,}0\cdot10^{-3}$	2,8	$2{,}0\cdot10^{-3}$	3,0				
1. $5{,}0\cdot10^{-3}$	2,2	$2{,}9\cdot10^{-3}$	2,4				
2. $5{,}0\cdot10^{-3}$	2,0	$5{,}0\cdot10^{-3}$	2,0				

H in H_2.

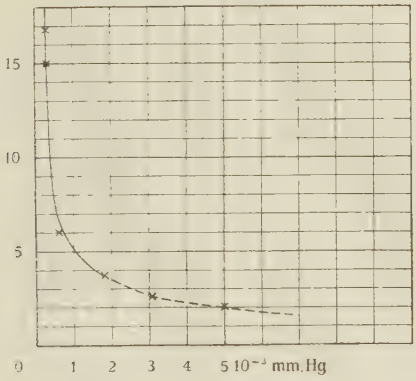
$v = 1{,}02-0{,}97$			
s	p/a	s	p/a
$2{,}0\cdot10^{-4}$	16,2	$3{,}2\cdot10^{-3}$	3,2
$3{,}0\cdot10^{-4}$	10,2	$5{,}5\cdot10^{-3}$	2,2
$6{,}0\cdot10^{-4}$	5,8	$6{,}5\cdot10^{-3}$	2,0
$1{,}0\cdot10^{-3}$	4,8	$7{,}5\cdot10^{-3}$	1,8
$1{,}8\cdot10^{-3}$	4,0	$8{,}7\cdot10^{-3}$	1,5
$2{,}0\cdot10^{-3}$	3,8	$1{,}10\cdot10^{-2}$	1,2
$2{,}4\cdot10^{-3}$	3,5		

Die Beobachtungen sind auf den beifolgenden Kurven dargestellt.

Aus den Zahlen selbst ersieht man, daß innerhalb der Versuchsfehler mit verschiedenen Aufnahmen (1., 2.) bei verschiedenen Versuchen derselbe Wert von p/a erhalten wird. *Systematische Fehler durch das photographische Material liegen also nicht vor*, und das war die Hauptsache. Daß die zufälligen Fehler oder Schwankungen bei Wiederholung des Versuches unter denselben Bedingungen zuweilen nicht klein sind, liegt

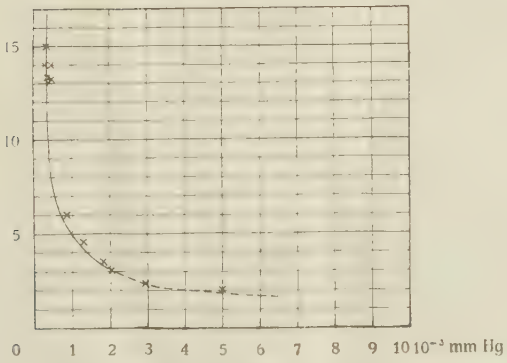
in der Schwierigkeit der Messungen, bei denen Geschwindigkeit, sowie Druck im Entladungs- und Beobachtungsraum einen genau bestimmten Wert haben müssen. Ich gebe absichtlich auch solche fehlerhafte Werte an. Aus den Kurven sieht man klar genug, welche Werte herausfallen. Die Drucke im Beobachtungsraum wurden, wenn möglich, auf runde Zahlen einreguliert.

Ferner wurde auf einer *besonderen Figur aus den Beobachtungen der Wert von p/a für verschiedene Geschwindigkeiten dargestellt.* Das gibt für jeden Druck eine besondere Kurve.



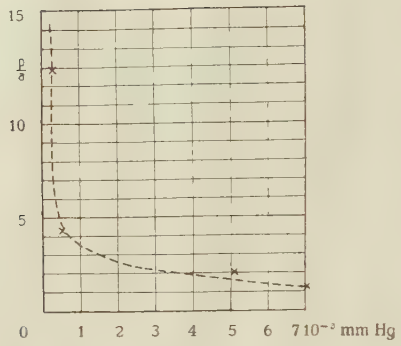
p/a v = 1,05—1,09. H in O_2.

Kurve 3.



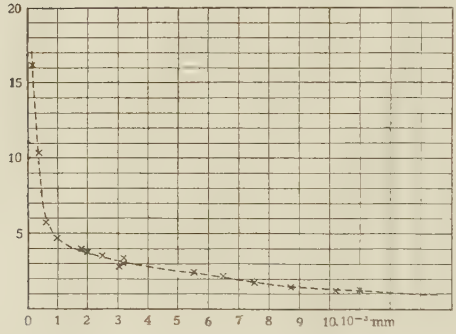
p/a. v = 1,04—0,98. H in O_2.

Kurve 4.



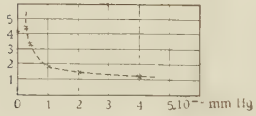
$v = 0{,}94—0{,}90$. H in O_2.

Kurve 5.



p/a. $v = 1{,}02—0{,}97$. H in H_2.

Kurve 6.



p/a. $v = 1$. He in He.

Kurve 7.

Bei großen Drucken nähert sich die Kurve einer Geraden durch den Punkt $p/a = w$, für kleine Drucke erhält man sehr steile Hyperbeln. Man wird daher am besten für Werte des Druckes zwischen $3 \cdot 10^{-4}$ und $5 \cdot 10^{-3}$ mm die Kurven zeichnen. Man ersieht aus den Kurven gut, inwieweit einzelne Werte von p/a herausfallen.

Umladungen von Heliumkanalstrahlen in Helium.

v	s	p/a
0,98—1,04	$3{,}0 \cdot 10^{-4}$	4,5
	$4{,}0 \cdot 10^{-4}$	3,2
	$1{,}0 \cdot 10^{-3}$	1,8
	$2{,}0 \cdot 10^{-3}$	1,4
	$4{,}0 \cdot 10^{-3}$	1,1

Die Druckabhängigkeit der Umladung zeigt denselben Charakter wie bei anderen Kanalstrahlen und anderen Gasen bei tiefen Drucken.

In den folgenden Tabellen sind die aus den Beobachtungen berechneten Werte der mittleren Weglänge eines positiven Kanalstrahlions zwischen zwei Ladungswechseln (positiv-neutral) angegeben vgl. Kurven 10—12.

H in O_2			H in H_2		
v	s	λ_p	v	s	λ_p
1,05—1,09	$3{,}0 \cdot 10^{-4}$	208	1,02—0,97	$2{,}0 \cdot 10^{-4}$	238
	$1{,}1 \cdot 10^{-4}$	83		$3{,}0 \cdot 10^{-4}$	140
	$1{,}7 \cdot 10^{-3}$	49		$6{,}0 \cdot 10^{-4}$	80
	$3{,}0 \cdot 10^{-3}$	37		$1{,}0 \cdot 10^{-3}$	66
	$5{,}0 \cdot 10^{-3}$	34		$1{,}8 \cdot 10^{-3}$	55
				$2{,}4 \cdot 10^{-3}$	47
0,98—1,04	$3{,}0 \cdot 10^{-4}$	200		$3{,}2 \cdot 10^{-3}$	42
	$9{,}0 \cdot 10^{-4}$	83		$5{,}5 \cdot 10^{-3}$	34
	$1{,}3 \cdot 10^{-3}$	60		$6{,}5 \cdot 10^{-3}$	31
	$2{,}0 \cdot 10^{-3}$	40		$7{,}5 \cdot 10^{-3}$	25,5
	$5{,}0 \cdot 10^{-3}$	31,5		$8{,}7 \cdot 10^{-3}$	22
				$1{,}10 \cdot 10^{-2}$	16 (?)
0,94—0,90	$3{,}0 \cdot 10^{-4}$	164			
	$4{,}5 \cdot 10^{-3}$	31,5	1,2—1,5	$1{,}05 \cdot 10^{-2}$	22,5
	$7{,}0 \cdot 10^{-3}$	16,5		$1{,}45 \cdot 10^{-2}$	12
				$1{,}60 \cdot 10^{-2}$	9 (?)
0,775	$1{,}5 \cdot 10^{-4}$	40			
	$3{,}0 \cdot 10^{-4}$	31,5			
	$3{,}0 \cdot 10^{-3}$	16,6			

H in He.

v	s	λ_p
0,98—1,04	$3{,}0 \cdot 10^{-4}$	132
	$4{,}0 \cdot 10^{-4}$	88
	$5{,}0 \cdot 10^{-4}$	85
	$1{,}0 \cdot 10^{-3}$	56
	$2{,}0 \cdot 10^{-3}$	48
	$4{,}0 \cdot 10^{-4}$	30

10. Die Berechnung der „neutralen" Weglänge für H-Kanalstrahl.

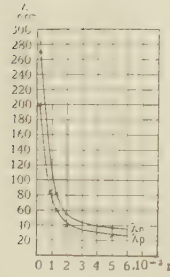
Aus den Weglängen des positiven Strahles, die oben gegeben sind, erhält man durch Division mit w die Weglänge des neutralen Strahles. Für H in H_2 und in O_2 ist w gemessen (vgl. § 8) und daher kann λ_n berechnet werden.

H in O.

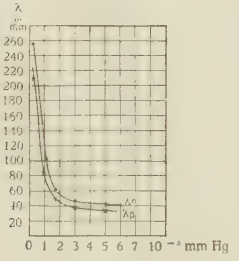
v	s	λ_n	λ_p
1,05—1,09	$3{,}0 \cdot 10^{-4}$	260	208,0
	$1{,}1 \cdot 10^{-3}$	104	83,5
	$1{,}7 \cdot 10^{-3}$	62,0	49,5
	$3{,}0 \cdot 10^{-3}$	46,5	37,0
	$5{,}0 \cdot 10^{-3}$	42,0	34,0
0,98—1,04	$3{,}0 \cdot 10^{-4}$	275	200,0
	$9{,}0 \cdot 10^{-4}$	114	83,5
	$1{,}3 \cdot 10^{-3}$	82	60,0
	$2{,}0 \cdot 10^{-3}$	55	40,0
	$5{,}0 \cdot 10^{-3}$	38	27,5
0,90—0,94	$3{,}0 \cdot 10^{-4}$	233	164,0
	$4{,}5 \cdot 10^{-3}$	41	28,5
	$7{,}0 \cdot 10^{-3}$	23	16,0
0,77	$1{,}6 \cdot 10^{-4}$	66,5	40,0
	$3{,}0 \cdot 10^{-4}$	52,0	31,5
	$3{,}0 \cdot 10^{-3}$	27,0	16,5

H in H_2.

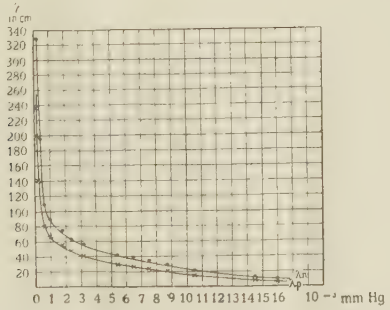
v	s	λ_n	λ_p
0,97—1,02	$2{,}0 \cdot 10^{-4}$	330	238
	$3{,}0 \cdot 10^{-4}$	195	140
	$6{,}0 \cdot 10^{-4}$	111	86
	$1{,}0 \cdot 10^{-3}$	91	66
	$1{,}8 \cdot 10^{-3}$	76	55
	$2{,}4 \cdot 10^{-3}$	66	47
	$3{,}2 \cdot 10^{-3}$	56	42
	$5{,}5 \cdot 10^{-3}$	44	31
	$6{,}5 \cdot 10^{-3}$	40,5	29,0
	$7{,}5 \cdot 10^{-3}$	33,5	24,0
	$8{,}7 \cdot 10^{-3}$	29,0	21,0
	$1{,}1 \cdot 10^{-2}$	22,5	16,0
1,2	$1{,}05 \cdot 10^{-2}$	28	22,5
	$1{,}45 \cdot 10^{-2}$	15	12,0
	$1{,}60 \cdot 10^{-2}$	11 (?)	9,0 (?)



v = 0,98—1,04. H in O_2.
Kurve 8.



v = 1,05—1,09. H in O_2.
Kurve 9.



v = 0,97—1,02. H in H_2.
Kurve 10.

11. Der Einfluß der chemischen Masse auf die Umladung.

Bei den Versuchen war die in der Überschrift erwähnte Frage nicht weiter beachtet; es sollte eigentlich nur für Wasserstoff die Umladung studiert werden. Doch geben die Photographien die Möglichkeit, den Einfluß von e/m angenähert zu prüfen. *Bei gleichem Druck, derselben Weglänge und derselben kinetischen Energie* $^1/_2\, m v^2$ findet man auf derselben photographischen Aufnahme für p/a bei verschiedenem e/m folgende Werte:

In Helium.

	$s = 5 \cdot 10^{-4}$ $^1/_2\, m v^2$ $v_H = 1{,}04$	$s = 4 \cdot 10^{-4}$ $^1/_2\, m v^2$ $v_H = 0{,}98$	$s = 2{,}0 \cdot 10^{-3}$ $^1/_2\, m v^2 = 0$ $v_H = 0{,}98$	$s = 4{,}0 \cdot 10^{-3}$ $^1/_2\, m v^2$ $v_H = 1{,}02$
H	6,1	6,0	3,5	2,30
H_2	2,5	2,5	1,4	1,00
He	3,2	2,9	1,6	1,25
O	1,5	1,4	1,0	1,00

In Wasserstoff.

	$v_H = 1{,}02$ $s = 1{,}8 \cdot 10^{-3}$	$v_H = 1{,}02$ $s = 1{,}0 \cdot 10^{-3}$	$v_H = 1{,}04$ $s = 6{,}3 \cdot 10^{-4}$
H	4,0	4,7	4,4
H_2	1,8	2,0	2
O	1,16	—	1,2

In Sauerstoff.

	$v_H = 0{,}85$ $s = 3 \cdot 10^{-4}$	$v_H = 1{,}02$ $s = 5 \cdot 10^{-4}$
H	7,5	5,1
H_2	2	1,86
O	1,5	1,21

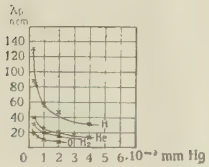
Aus diesen und einigen anderen Daten ergibt sich die folgende Tabelle für λ_p.

Weglänge λ_p der verschiedenen positiven Ionen bei gleichem $m v^2$ und bei gleicher Dichte in verschiedenen Gasen.

Ion	$v = 0{,}98$ $s = 4 \cdot 10^{-4}$	$v = 1{,}04$ $5 \cdot 10^{-4}$	$v = 1{,}02$ $s = 1{,}0 \cdot 10^{-3}$	$v = 0{,}98$ $s = 2{,}0 \cdot 10^{-3}$	$v = 1{,}02$ $s = 4{,}0 \cdot 10^{-3}$	Gas im Beobachtungsraum
H	88,0	83,5	56,5	48,0	30,0	He
H_2	33,0	30,5	—	15,5	—	
He	41,5	39,0	25,5	20,0	13,0	
O	17,5	16,0	—	—	—	

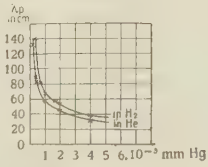
Ion	$v = 1{,}04$ $s = 6{,}3 \cdot 10^{-4}$	$v = 1{,}02$ $s = 1{,}0 \cdot 10^{-3}$	$v = 1{,}02$ $s = 1{,}8 \cdot 10^{-3}$	$v = 0{,}98$ $s = 2{,}0 \cdot 10^{-3}$	Gas im Beobachtungsraum
H	80,0	69,0	56,0	52,0	H_2
H_2	25,0	26,0	22,5	—	
O	11,5	—	—	10,0	

Ion	$v = 0{,}85$ $s = 3 \cdot 10^{-4}$	$v = 1{,}02$ $4 \cdot 10^{-4}$	$v = 0{,}98$ $5 \cdot 10^{-4}$	Gas im Beobachtungsraum
H	100,0	160,0	130,0	O_2
H_2	26,0	27,5	23,0	
O	16,0	13,5	12,5	



Kanalstrahlen von verschiedenem e/m in He. $v_H = 1{,}02$.

Kurve 11.



H in verschiedenen Gasen $v = 1{,}02$.

Kurve 12.

Will man den Einfluß von e/m auf die Umladungsfunktion berechnen, so kann man versuchen, die elementaren Betrachtungen der kinetischen Gastheorie zugrunde legen. Eine andere

Hypothese ist später diskutiert. Mag es sich um Zusammenstöße mit Ionen, Elektronen oder Gasmolekülen handeln, so gilt die von L. Boltzmann[1]) abgeleitete Gleichung:

$$\lambda_T = \frac{1}{\pi n s^2} \int_0^\infty \frac{4 x^2 e^{-x^2} dx}{\psi(x)}, \quad \text{woraus} \quad \lambda_T = \frac{0{,}677}{\pi n s^2}$$

nach der Definition von Tait folgt;

$$\text{nach Boltzmann wäre } \lambda = \frac{0{,}707}{\pi n s^2},$$

$$\text{„ Clausius „ } \lambda = \frac{3}{4 \pi n s^2}.$$

Für ein beliebiges Ion in einem Gas läßt sich im Anschluß an L. Boltzmann[2]), die Weglänge λ für ein Kanalstrahlion vom Durchmesser s definieren, unter Berücksichtigung einiger Nebenrechnungen

$$\lambda = \frac{4}{\pi n_1 (s_1 + s)^2},$$

worin n_1 die Zahl der „ruhenden" Teile, s_1 ihr mittlerer Durchmesser und s der Durchmesser der Kanalstrahlionen ist. Das ergibt für verschiedenes e/m:

$$\frac{1}{\lambda} = \frac{\pi n_1}{4} (s_1^2 + 2 s_1 + s^2), \tag{2}$$

Die Umladungsfunktion ist aber, wie gezeigt, λ umgekehrt proportional, also folgt aus diesem Ausdruck, daß der *Quotient der Umladungsfunktionen für verschiedene e/m (also verschiedene Ionen) unter gleichen Bedingungen nicht von der Molekülzahl, also Dichte bzw., da hier stets die gleiche Temperatur verwandt wurde, nicht vom Drucke abhängt. Ebenso dürfte keine Abhängigkeit von der Geschwindigkeit vorhanden sein*, falls die Voraussetzung der Gastheorie gilt, daß die Querschnitte und somit s_1 und s von v unabhängig sind, oder wenn, was noch wahrscheinlicher, die Abhängigkeit der Querschnitte bei diesen geringen Werten von v für alle nahezu die gleiche ist. Vergleichen wir das, was an empirischen Daten § 10 vorliegt, mit den theoretischen Schlüssen.

---

1) L. Boltzmann, Vorlesungen über Gastheorie p. 73. Leipzig 1896.
2) l. c. p. 63 Anm.

Der Quotient der Umladungsfunktionen bei denselben Bedingungen aber verschiedenem e/m in demselben Gas zeigt innerhalb der Versuchsfehler, die sich bei diesen aus Quotienten von p/a abgeleiteten logarithmischen Größen mit Annäherung von p/a an 1 stärker geltend machen, keine große Abhängigkeit von der Geschwindigkeit oder dem Druck, wie folgende Zusammenstellung zeigt:

v	$f_{He} : f_H$	$f_{H_2} : f_H$	s	$f_{He} : f_H$
0,90	—	2,4	$4 \cdot 10^{-3}$	2,4
0,945	2,5	—	$4 \cdot 10^{-4}$	2,1
0,98	2,1	—		
1,02	2,4	2,5		
1,09	2,0	2,5		

Dagegen scheint ein Einfluß des umgebenden Gases vorhanden. Bilden wir die Mittelwerte von

$$f_{He} : f_H = g_{He}, \quad f_{H_2} : f_H = g_{H_2}, \quad f_O : f_H = g_O,$$

so erhalten wir in

	g_{He}	g_{H_2}	g_O
Wasserstoff	—	2,5	—
Helium	2,2	2,6	5,0
Sauerstoff	—	3,5	6,5

also eine *Zunahme der Quotienten g mit dem Molekulargewicht des Gases.* Diese Zunahme ist nicht groß, falls sie nicht auf Beobachtungsfehlern beruht, würde sie darauf hinweisen, daß die Umladungen bei steigendem Atomgewicht des Ions in schweren Gasen mehr zunehmen als in leichten.

Auch diese Tatsache steht mit der Theorie in Einklang.

Der Quotient g_{He}/g_H ist bei gleichem Druck usw. gleich

$$\frac{\lambda_H}{\lambda_{He}} = \frac{s_1^2 + 2 s_1 s_{He} + s_{He}^2}{s_1^2 + 2 s_1 s_H + s_H^2}$$

und hängt demnach nicht nur von s_{He} bzw. s_H, sondern auch von s, d. i. von der Natur des Gases ab. Auch bezüglich der

Größenordnung ist die Übereinstimmung da; für H_2 und He als ruhendes Gas sind die elektrostatisch korrigierten Querschnitte bekanntlich nahe gleich, für O_2 um $^1/_4$ größer als bei H_2 und He. Man könnte versuchen, auch aus diesen Daten die Querschnitte s_1 und s_H, s_{He} zu berechnen, doch wäre das verfrüht. Ich begnüge mich vorläufig mit der qualitativen Übereinstimmung.

Sehr beachtenswert ist noch die Tatsache, daß für H_2 die Umladungsfunktion wesentlich größer ist, als dem Molekulargewicht entspricht. Das weist, wie schon P. Lenard[1]) bei seinen Untersuchungen über die Absorption der Kathodenstrahlen in Gasen betont hat, auf die gewaltige elektrostatische Wirkung des Wasserstoffmoleküls hin, das eine im Vergleich zum Molekulargewicht sehr große Wirkungssphäre besitzt.

12. Zweite kinetische Deutung der Umladung.

Wie in den § 2 gezeigt, findet bei der Umladung keine merkliche Geschwindigkeitsänderung statt. Das erfordert, wie § 3 gezeigt, daß entweder nur Zusammenstöße mit sehr viel leichteren Teilen, Elektronen oder streifende Stöße, die nur die äußere elektrostatische Wirkungssphäre berühren, mit Ionen oder Atome die Umladung bedingen. Die „geraden“ Stöße bewirken die Absorption.

Die Umladung positiv zu neutral könnte durch Stöße mit Elektronen oder streifende Stöße mit negativen Ionen oder neutralen Atomen bedingt werden, die Umladung neutral zu positiv durch streifenden Stoß gegen ein positives Ion. Die Ionen bzw. Elektronen entstehen bei der Ionisierung des Gases durch die Kanalstrahlen. Zunächst müssen jedenfalls gleichviel negative wie positive ruhende Teile vorhanden sein, wenn bei der Absorption die Ionisierung zustande kommt. Bei der Umladung können im Gleichgewichtszustand keine neuen ruhenden positiven Teile entstehen, da sonst die gesamte positive Ladung ständig zunehmen würde. Die Ionisierung wird durch die ständig vor sich gehende Absorption vergrößert, durch Wiedervereinigung aber auf ein bestimmtes Maß reduziert. Bei kleinen Drucken ist wahrscheinlich der

1) P. Lenard, Ann. d. Phys. **12.** p. 741. 1903.

größte Teil des Gases ionisiert. Die relative Ionisierung muß natürlich mit dem Druck abnehmen. Bezüglich des Zusammenstoßes von positiven Ionen mit negativen oder mit Elektronen, d. i. der Neutralisation und damit für λ_p, läßt sich theoretisch ein erheblicher Geschwindigkeitseinfluß voraussagen. Hier wirken bei diesen kleinen Geschwindigkeiten nämlich neben der Querschnittssumme, die man sich aus der kinetischen Gastheorie berechnet, noch die elektrostatischen Attraktionssphären.

Nehmen wir an, daß sich der mit e geladene Punkt von der Masse m mit der Geschwindigkeit v bewegt, so wird eine andere Masse m' mit derselben Ladung e dann die erste erreichen, wenn die durch die elektrostatische Kraft erlangte Geschwindigkeit so groß ist, daß die Masse m' von m in ihre Attraktionssphäre eingefangen wird. Unter Benutzung des Relativitätssatzes folgt, wie man leicht sieht, daß der Radius dieses Bereiches mit v^2, die Fläche senkrecht zur Bewegungsrichtung mit v^4 wächst. Praktisch wird dem eine Grenze dadurch gesetzt, daß je nach der Dichte des Kanalstrahlbündels die einzelnen Attraktionssphären schließlich übereinander fallen. Es wird also ein Maximum der Ausdehnung und damit ein Minimum der Weglänge erreicht werden, das verschieden sein kann. Das Minimum der Attraktionssphäre bzw. Maximum der Weglänge bei großer Geschwindigkeit ist dann durch den Querschnitt der kinetischen Gastheorie gegeben. Dieser wird seinerseits wieder mit zunehmender Geschwindigkeit sich auf den Dynamidenquerschnitt[1]) verkleinern. Doch braucht man das bei den hier in Betracht kommenden Geschwindigkeiten noch nicht zu berücksichtigen.

Man kann die zwischen etwa $v = 1 \cdot 10^8$ und $3 \cdot 10^8$ gültige Formel für den wirksamen Querschnitt vielleicht in erster Annäherung schreiben:

$$q = q_0 + \frac{a}{v^4} \cdot$$

Wenn für die hier benutzten Geschwindigkeiten q_0 klein ist, etwa der Absorption entsprechend, so müßte q und nach § 1 damit λ_p angenähert der vierten Potenz proportional sein, wenn

$$\lambda = \frac{4}{\pi n_1 (s_1^2 + 2 s_1 s_2 + s_2^2)}$$

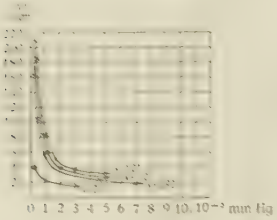
1) P. Lenard, Ann. d. Phys. **12.** p. 741. 1903.

der Elektronenquerschnitt $\pi s_1^2/4$ ist praktisch $= 0$: $\pi s_2^2/4 = q$.

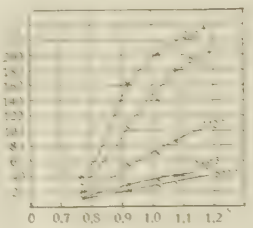
$$\lambda_p = \frac{1}{n_1 \left(\frac{a}{v^4} + q_0 \right)}.$$

Wenn also q_0 der Absorption entsprechend bei diesen v noch klein gegen $a\,v^4$, muß $\lambda_p = v^4\ n_1\ a$. Voraussetzung ist hierbei, daß die Elektronen auf ihrem kurzen Weg zum Ion keine Zusammenstöße erfahren, ferner daß n_1 bei demselben Druck von der Geschwindigkeit nicht abhängt. Vergleichen wir die Beobachtungen mit der Berechnung:

v	$s = 5 \cdot 10^{-4}$		$3 \cdot 10^{-3}$		$5 \cdot 10^{-3}$		$1 \cdot 10^{-2}$		$2 \cdot 10^{-2}$	
	beob.	ber.	beob.	ber.	beob.	ber.	beob.	ber.	beob.	ber.
0,78	31,5	74	16,5	13	—	—	20,5	29	18	15
0,92	164	142	30	25	26	22	60	57	36	28
1,01	200	200	36	36	31	31	80	80	40	44
1,075	208	256	37	45	34	40	84	100	44	50



H in O_2.
Kurve 13.



H in O_2. $v = 1{,}0 = 2{,}4 \cdot 10^8$ cm/sec.
Kurve 14.
Abhängigkeit des λ_p von v.

So sehen wir, daß die vereinfachten Voraussetzungen nur für einen Druck erfüllt wären, nämlich etwa $1{,}1 \cdot 10^{-3}$ mm. Vielleicht heben sich da entgegengesetzte störende Wirkungen auf. Vermutlich ist erstens q_0 zu berücksichtigen, zweitens die Annäherung an den Maximalwert für kleine v. Andererseits ist die Umladung vielleicht auch noch durch den streifenden Zusammenstoß positiv-neutral hervorgerufen, falls bei niedrigen Drucken auf der Bahn der Kanalstrahlen neutrale ruhende Moleküle in größerer Zahl existieren. — Wenn die in diesem

Abschnitt benutzte Vorstellung richtig ist, wäre das neutralisierte Kanalstrahlatom ein rotierendes System, Ion-Elektron, wie es sich Righi vorstellt, und verschieden von dem ruhenden neutralen Atom. Dann muß man wohl weiter annehmen, daß streifende Zusammenstöße des neutralisierten Kanalstrahlions mit ruhendem positiven Ion eine Umladung bewirken, dagegen nicht ein Zusammenstoß Kanalstrahlion mit neutralem Atom. Weit schwieriger ist die Geschwindigkeitsabhängigkeit der Umladung neutral zu positiv abzuleiten.

Legt man für die Berechnung der Weglänge des *neutralen* Strahles λ_n die von Langevin aufgestellte von M. Reinganum vervollständigte Theorie für den Stoß zwischen ruhendem Ion und Molekül zugrunde und übertragen sie auf den Fall, daß einer der Teile eine große Geschwindigkeit hat, so würde sich angenähert für q_n bzw. λ_n nur eine Proportionalität mit v ergeben. Das Kraftgesetz ist da unter bestimmten Voraussetzungen umgekehrt proportional r^5. Indes ist mir in diesem Fall eine exakte Lösung des Problems nicht geglückt, es bietet erhebliche Schwierigkeiten. Experimentell wäre nach p. 53 ff. eine stärkere Abhängigkeit von der Geschwindigkeit gefordert. Vielleicht sind die Elektronen so lose gebunden, daß da andere Gesetze gelten.

13. Zusammenhang zwischen Geschwindigkeit und Potentialgefälle vor der Kathode.

Wenden wir die Auseinandersetzungen des § 6 auf den Vorgang vor der Kathode an. Wir haben gesehen, daß mit abnehmender Geschwindigkeit die Zahl der Umladungen sehr wächst. Der Druck im Entladungsraum liegt, wenn keine Wehneltkathode angewandt wird, stets über 1.10^{-3} mm. Wie aus den Zahlen des § 8 folgt, wäre dann das Verhältnis $p/a < 1$; vielleicht ist aber $\lambda_p = \lambda_n$ und nur die Absorption verschieden. Dann wäre, wenn man zunächst von den Beschleunigungen absieht, *die Zeiten, in welchen ein Ion positiv, und in welchen es neutral ist, angenähert gleich*, unabhängig davon, wie viel Umladungen erfolgen, wenn v konstant ist.

Wenn v variabel ist, wie das der Beschleunigung der Ionen mit Ladung e im elektrischen Feld E vor der Kathode entspricht, so gelten kompliziertere Beziehungen. Doch fehlen

zur Aufstellung einer Theorie vorläufig auch noch die Daten für die Umladung bei ganz kleinen Geschwindigkeiten.

Setzt man in der Gleichung $eE = {}^1/_2\, m v^2$ e während der halben Zeit $= +e$ und die der anderen Hälfte $= 0$, so muß ${}^1/_2\, m v^2 = eE/2$ sein. Der Quotient Q zwischen dem direkt beobachteten Potentialgefälle und dem aus ${}^1/_2\, m v^2$ abgeleiteten muß maximal $= 2$ sein; er könnte aus verschiedenen Gründen, die ich hier nicht weiter erörtern will, etwas unter 2 bleiben. W. Wien[1]) hat zahlreiche sehr sorgfältige Messungen hierüber angestellt und in einer Tabelle vereinigt, die wir hier abgekürzt wiedergeben, wobei wir nur die aus elektrostatischen Ablenkungen berechneten Werte berücksichtigen.

Tab. V nach W. Wien.

Für H (in H_2).		Für O (in O_2).	
V_0	Q	V_0	Q
39000	2,00	29400	1,84
39000	2,00	30300	2,03
33400	1,78	31100	1,95
33500	1,85	29000	1,72
36800	1,90	20900	1,56
27200	1,82	33500	1,73
23600	2,02	33500	1,73
		33500	1,73
		34800	2,06

14. Die Abnahme der Zahl der Kanalstrahlteile.

Durch die Messungen § 2 ist festgestellt, daß sich die Geschwindigkeit der Kanalstrahlteile nicht merklich ($\pm 0{,}5$ Proz.) beim Durchgang durch ein Gas ändert.

Vergleicht man aber die photographische Wirkung einmal, wenn im Beobachtungsraum wenig Gas und dann, wenn sich viel Gas darin befindet, so ist die Schwärzung der Flecke in letzterem Fall eine wesentlich geringere. Es wurde hierbei so verfahren, daß der Entladungsraum dieselbe Stromstärke zeigte und dasselbe Vakuum hatte. In den Beobachtungsraum konnte durch einen Hahn Gas eingelassen und der Druck ge-

1) W. Wien, Ann. d. Phys. **33.** p. 926. 1910.

ändert werden. Hierbei änderte sich, wie Versuche zeigten, der Druck in dem nur durch die engen Kapillaren von 0,03 mm Durchmesser, 0,45 cm Länge und 0,072 cm Durchmesser, 8,45 cm Länge kommunizierenden Entladungsraum nicht merklich in der Zeit von 20—40 Sek., die zu einer Aufnahme erforderlich war. Also kann man vielleicht auf diese Weise angenähert die Abnahme der Zahl der Atomstrahlen *in den ursprünglichen Strahlenbündeln* feststellen. Hierbei kann die Absorption auf einer vollkommenen Hemmung oder einer einfachen Streuung, auf einer Sekundärstrahlbildung usw. beruhen. Wir vergleichen nur, wieviel Strahlen bei zwei Drucken an den Stellen der ursprünglichen Flecke vorhanden sind. Die Absorptionsstrecke ist 36 cm.

H in O_2.

s	$p+a$	$\frac{p_2+a_2}{p_1+a_1}$	s	$p+a$	$\frac{p_2+a_2}{p_1+a_1}$
$v = 0{,}75$.			$v = 0{,}98$.		
$4{,}0\cdot10^{-4}$	11,9	0,6	$2{,}3\cdot10^{-4}$	57,5	0,54
$3{,}0\cdot10^{-3}$	7,1		$3{,}0\cdot10^{-3}$	31,0	
$4{,}0\cdot10^{-4}$	10,5	0,62	$3{,}0\cdot10^{-4}$	38,0	0,29
$3{,}0\cdot10^{-3}$	6,5		$5{,}0\cdot10^{-3}$	11,0	
$v = 0{,}785$.			$3{,}0\cdot10^{-4}$	69,0	0,28
$3{,}0\cdot10^{-4}$	14,0	0,50	$5{,}0\cdot10^{-3}$	19,5	
$3{,}0\cdot10^{-3}$	7,0				
$3{,}0\cdot10^{-4}$	14,5	0,47			
$3{,}0\cdot10^{-3}$	6,8				
$v = 1{,}09$.					
$3{,}0\cdot10^{-4}$	79,5	0,27			
$5{,}0\cdot10^{-3}$	21,5				

Ich verwendete zur Berechnung des Absorptionskoeffizienten eine Annahme, die W. Wien zuerst[1]) gemacht hat.

1) W. Wien, Ann. d. Phys. **23**. p. 435. 1907; vgl. aber auch andererseits dagegen W. Wien, Ann. d. Phys. **30**. p. 361. 1909. Bei der letzteren Methode wird die Gesamtenergie der sämtlichen Strahlungsarten im Beobachtungsraum miteinander verglichen, also etwas anderes gemessen als wir gemessen haben.

Man setzt die durchgehende Intensität J gleich der ursprünglichen $Jo \cdot e^{-ax}$, worin x die zurückgelegte Strecke ist, a der Absorptionsindex proportional der Zahl der ruhenden Moleküle also der Dichte bzw. dem Druck ist. Dann hat man

$$J_1 = J_0 e^{-p_1 c . x}, \quad J_2 = J_0 e^{-p_2 c . x}$$

und

$$\lg n \frac{J_1}{J_2} = (p_2 - p_1) \cdot c \cdot x .$$

Da x bekannt, läßt sich $(p_2 - p_1) c = a$, d. i. der Absorptionskoeffizient der wesentlich positiven Strahlen für den zahlenmäßigen Druck $p_2 - p_1$ bestimmen. c wäre der Absorptionskoeffizient für $p = 1$ mm, den ich auch aus den Zahlen von W. Wien berechnet habe, um eine bequeme Vergleichung zu ermöglichen.

Zahl der Aufnahmen	H in O_2					H in H_2
	$p_2 - p_1$	$\lg n \cdot \frac{J_1}{J_2}$	a	c	v	c' W. Wien
(2)	$2{,}6 \cdot 10^{-3}$	0,515 (?)	0,0143 (?)	5,50	0,75	0,40
(2)	$2{,}7 \cdot 10^{-3}$	0,690	0,0192	7,10	0,785	bis
	$4{,}7 \cdot 10^{-3}$	1,305	0,034	7,40	1,09	0,55
	$2{,}7 \cdot 10^{-3}$	0,615	0,0172	6,35	0,98	
(2)	$4{,}7 \cdot 10^{-3}$	1,304	0,036	7,20	0,98	

Mittel von $c = 7{,}0$.

Beachtenswert ist die schon von W. Wien in seiner ersten Untersuchung gefundene [1]) geringe Abhängigkeit des Absorptionskoeffizienten von der Geschwindigkeit im Gegensatz zu der starken Abhängigkeit der Umladungsfunktion.

Man kann $1/\alpha$ als die mittlere Weglänge oder Reichweite der Kanalstrahlen definieren analog der Definition § 11 und $\alpha = n_1 \pi (r_1^2 + 2 r_1 r + r^2)$ setzen, während W. Wien $\alpha = n \pi \cdot r_1^2$ gesetzt hat.

Vergleichen wir die λ der Absorption mit denen der Umladung, so ergibt sich folgendes:

1) l. c. p. 437.

v	s	λ_A	λ_p
1,09	$5 \cdot 10^{-3}$	27,50	34,0
0,98	$3 \cdot 10^{-3}$	58	36,0
0,75	$3 \cdot 10^{-3}$	70(?)	—
0,98	$5 \cdot 10^{-3}$	29	27
0,785	$3 \cdot 10^{-3}$	52	16,5

15. Die Lichtquantentheorie beim Leuchten.

In einer mit Wasserstoff gefüllten Geisslerschen Röhre ist bei Lichtemission bewirkenden Stromdurchgang das Potentialgefälle in der positiven ungeschichteten Lichtsäule bei 4 mm Druck nach J. Stark[1]) 64,5 Volt pro cm. Bei diesem Druck ist die mittlere Weglänge für ein H-Atom nach der kinetischen Gastheorie etwa $4 \cdot 10^{-3}$ cm. Legen wir die aus der Absorption der Kanalstrahlen in H_2 gefundenen mittleren Weglängen für 4 mm umgerechnet zugrunde, so erhält man größere Werte nämlich $4 \cdot 10^{-2}$ cm. Wahrscheinlich ist aber bei diesen Geschwindigkeiten der letztere Wert etwas kleiner anzunehmen. Die Elektrizitätsmenge $= 1{,}56 \cdot 10^{-20}$ EM. Also eE absolut $= 1{,}56 \cdot 10^{-20} \cdot 64{,}5 \cdot 10^{8} \cdot 4 \cdot 10^{-2} = 4 \cdot 10^{-12}$; mit der Weglänge der kinetischen Gastheorie dagegen $= 5 \cdot 10^{-13}$. Die Weglänge für die Umladung, die bei Kanalstrahlen das Leuchten wohl bewirkt, ist für diese Drucke nicht gemessen; doch würde eine Extrapolation etwa auf eine Weglänge von obiger Größenordnung führen, sie kann natürlich jedenfalls nicht größer sein.

Im Innern der Kapillare kann lokal nur auf diese Weise Energie gewonnen und als Licht emittiert werden. Hierbei ist ganz gleichgültig, ob man annimmt, daß die Lichtemission durch Zusammenstoß oder Umladung oder Neutralisation statt hat. Der einzelne atomare Prozeß kann primär im Innern der Kapillare (außer etwaigen radioaktiven Vorgängen) keine andere Energiequelle haben. Für die blaue H-Linie ($\lambda = 486\ \mu\mu$) ist $h \cdot \nu = 4{,}05 \cdot 10^{-12}$, $h = 6{,}55 \cdot 10^{-27}$ gesetzt.

Der aus dem Potentialgefälle berechnete Wert kommt also auch bei Annahme einer höchst wahrscheinlich zu großen

1 J. Stark, Winkelmanns Handbuch d. Physik. 4. p. 514. 1905.

Weglänge, dem Energiequantum sehr nahe, für die Weglänge der kinetischen Gastheorie wäre der Wert kleiner. Man muß, damit der erstere Wert größer bleibt, noch annehmen, daß jeweils nur eine Linie der Serie emittiert wird. Bei einer größeren Anzahl von Serienlinien, wäre die $\Sigma h \cdot \nu$ größer als die maximale Energie, die ein Ion erlangen kann. Die Annahme, daß bei *einem* Vorgang nur *eine* Linie jeweils emittiert wird, steht aber nicht recht im Einklang mit den Beobachtungen von W. Wien über Lichtemission der Kanalstrahlen.

Man könnte die Schwierigkeit beseitigen, wenn man annimmt, daß ein seltener Zustand also eine außergewöhnlich große von der mittleren verschiedene Weglänge die größere Energie und damit direkt oder indirekt (Ionisation, Dissoziation in Atome und spätere Rekombination) die Lichtemission eines Energiequantums bedingt. Oder man müßte annehmen, daß die gesamte Gasmasse in der Kapillare des Geisslerschen Rohres eine gerichtete Geschwindigkeit erlangt.

Ich will noch berechnen, wie groß nach der Lichtquantentheorie der Geschwindigkeitsverlust sein muß. § 2 wurde festgestellt, daß die Abnahme der Geschwindigkeit auf einer Strecke von 14 cm bei $s = 4 \cdot 10^{-3}$, $v = 2 \cdot 10^{8}$ für H in He kleiner als 0,5 Proz. ist. Hierbei ist die mittlere Weglänge für die Umladung neutral zu positiv, welche vielleicht mit der Lichtemission verknüpft ist, = 30 cm, d. h. es erfolgt also auf der Strecke von 15 cm etwa für die Hälfte der Kanalstrahlen eine Umladung von neutral zu positiv. Also ist die Geschwindigkeitsabnahme pro Umladung kleiner als 0,5 Proz. ihres Wertes. Demnach muß die hierbei abgegebene Lichtenergie $d(\frac{1}{2} m v^2) = m v d v$ kleiner als $3 \cdot 10^{-10}$ sein

$$[m = 1{,}56 \cdot 10^{-27}; \quad d v = 2 \cdot 10^{8} \cdot 0{,}005 = 1 \cdot 10^{6}].$$

Ein Energieelement $h \cdot \nu$ für die Linie H_β ist nach Planck $= 4{,}05 \cdot 10^{-12}$ Erg. Der auf diese Art gefundene Maximalwert ist 100 mal größer; der wahre Wert mag jedoch kaum 10 mal größer sein. Es ist nicht möglich zu sagen, wieviel Energiequanten bei einer Umladung mindestens emittiert werden müssen, weil man nicht weiß wieviel Linien einer Serie gleichzeitig bei einer Umladung emittiert werden. Auf welche Zeit

sich die nach dem obigen maximal 100 fache Menge des Energiequantums verteilt, kann man ungefähr angeben. Wir wissen aus Versuchen mit 10 cm langen Kapillaren, deren eines Ende in einem Vakuum von $3 \cdot 10^{-3}$, deren anderes Ende in $2 \cdot 10^{-4}$ stand, daß die Kanalstrahlen nach 10 cm Weg ihre Lichtenergie schon abgegeben haben. Andere Versuche, die noch fortgesetzt werden, weisen daraufhin, daß schon nach etwa 5 mm die Leuchten abgeklungen, wobei die Geschwindigkeit $2 \cdot 10^8$ cm/sec ist. Danach wäre das Kanalstrahlenlicht immerhin noch auf Wegstrecken von 600 cm interferenzfähig·

16. Bildung und Geschwindigkeit negativer Kanalstrahlionen.

Wenn man die Geschwindigkeit der negativen Ionen berechnen will, die schon im Anfang des Entladungsraumes negativ sind, so kann man von zwei Annahmen ausgehen:

1. Die Entsendung negativer Ionen beruht auf einer Art radioaktiver Vorgänge, wie das J. J. Thomson auch für die positiven Ionen früher angenommen hat.

2. Die negativen Ionen sind aus positiven Ionen entstanden, die als solche ihre Geschwindigkeit erhalten haben.

Ich will von letzterer Hypothese ausgehen. Ferner sütze ich mich auf die Tatsache, daß die negativen Ionen, wie für den Beobachtungsraum wenigstens experimentell nachgewiesen wurde, sich neutralisieren und teilweise positiv und teilweise negativ laden. Bezeichnen wir die elektrische Feldstärke vor der Kathode mit X, so wäre

$$\tfrac{1}{2} m v^2 = \sum_p \int X e \, dx - \sum_n \int X e \, dx,$$

worin die Σ_p die Summe der Weglängen bedeutet, die das positive Ion zurücklegt, Σ_n die des negativen Ion, (die des assoziierten kommen nicht in Betracht). Nun sind für die in Betracht kommenden Drucke und Geschwindigkeiten die mittleren Weglängen für das Sauerstoffmolekül sehr klein. Unter Verwertung der experimentell gewonnenen Zahlen ergibt sich etwa 0,2—1 cm für eine mittlere Geschwindigkeit von 0,5 (meiner Einheiten) vor der Kathode.

Da für Sauerstoff die Intensität der negativen Ionen unter bestimmten Bedingungen gleich der der positiven ist, so folgt

daraus, wie sich durch einfache Rechnung (nach Analogie von § 8) ergibt, daß

$$\lambda_n = \lambda_p \text{ und } \sum_n \lambda + \sum_p \lambda = \tfrac{1}{2} \sum_a \lambda .$$

Dann würden sich aber die Σ_p gegen die Σ_n wegheben und die resultierende Geschwindigkeit wäre $= 0$.

Demnach müssen wir schließen, daß die Umladungen zu negativen Teilen nicht im ganzen Entladungsraum, sondern kurz vor der Kathode erfolgen. Soweit sonst negative Umladungen im Raum erfolgen, ergeben sie keine Kanalstrahlen. Daß auch höchst wahrscheinlich *an einer bestimmten Stelle* kurz vor der Kathode die negative Umladung statt hat, zeigt folgende experimentelle Tatsache: Wenn drei getrennte Ionisierungsstellen, somit drei diskrete Geschwindigkeiten der positiven Strahlen auftreten, so sind auch drei diskrete Geschwindigkeiten der negativen Strahlen vorhanden. Relativ am intensivsten ist der negative Strahl mit der geringsten Geschwindigkeit, was zeigt, daß die negative Umladung auf einer sehr kurzen Strecke zuletzt erfolgen muß, da sich sonst die Unterschiede der Geschwindigkeiten nicht so stark bemerklich machen würden. Diese drei Geschwindigkeiten der negativen Strahlen sind aber durchweg geringer als die der analogen positiven Strahlen, und zwar ist angenähert die magnetische Ablenkung für alle um denselben prozentischen[1]) Teil größer als für die positiven.

Die negativen Ionen, darunter namentlich der negative Sauerstoff treten unter Bedingungen auf, die sich anfangs nur schwer feststellen ließen.

W. Wien[2]) war zu der Ansicht gelangt, daß Quecksilberdampf und daneben auch Wasserdampf die Ursache des Auftretens negativer Sauerstoff- und Wasserstoffionen sei.

H. v. Dechend und W. Hammer[3]) fanden, daß bei besserem Vakuum und Abwesenheit von Hg-Dämpfen im Beobachtungsraum negativer Sauerstoff allein auftritt.

---

1) Die absolute Größe des Betrages variiert von Versuch zu Versuch, ist etwa 3—20 Proz. des ganzen Wertes. Das deutet auf eine Zufälligkeit in der Lage der Umladungsstelle.

2) W. Wien, Physik. Zeitschr. **11.** p. 377. 1910.

3) H. v. Dechend u. W. Hammer, Heidelberger Sitzungsber. **21.** p. 28. 1910.

K. Kilchling und J. Koenigsberger[1]) hatten in Übereinstimmung mit W. Wien gefunden, daß positiver Sauerstoff stets, negativer nur zuweilen vorhanden war, und daß er auf der Anwesenheit von Dämpfen, namentlich Quecksilberdampf, beruht.

J. Koenigsberger und der Verfasser hatten neuerdings folgende Beobachtungen bei einer Röhre gemacht, die 4 Wochen lang ständig mit sehr trocknem Sauerstoff für Kanalstrahluntersuchungen verwandt wurde. Anfangs trat negativer Wasserstoff, dann noch einige Zeit anhaltend, negativer Sauerstoff auf wie bei früheren Versuchen. Als dieser verschwunden war[2]), konnte gleichgültig, ob der Sauerstoffdruck im Beobachtungsraum oder Entladungsraum oder in beiden gleichzeitig groß oder klein genommen wurde (zwischen 1.10^{-4} bzw. 1.10^{-3} und 7.10^{-3} mm) kein negativer Sauerstoff mehr erhalten werden. Nur wenn man den Entladungsraum öffnete, und dann gleich wieder evakuierte, trat negativer Sauerstoff, wie photographisch festgestellt wurde, wenn auch nur schwach auf. Dasselbe tritt auf, wennn man reinen Wasserdampf mit etwas atmosphärischer Luft einläßt. Wasserdampf allein wirkt nur äußerst langsam. Eine analoge Wirkung scheinen die Kohlenwasserstoffe zu haben, doch ließ sich das nicht sicher feststellen. W. Wien hat für Tetrachlorkohlenstoff dasselbe beobachtet. Man sieht, daß alle diese Umstände zusammengenommen dafür sprechen, daß der negative Sauerstoff mit der Gegenwart von Wasserdampf und vielleicht von anderen Sauerstoffverbindungen im Entladungsrohr (im Gas, an Glas oder Kathodenmetall) zusammenhängt. Dasselbe scheint für den negativen Wasserstoff zu gelten.

Hieran knüpfte sich die Frage, nämlich, ob negativer Sauerstoff durch Dissoziation nur dann entsteht, wenn primär d. i. unmittelbar hinter der Kathode negativer Sauerstoff vor-

---

1) J. Koenigsberger u. K. Kilchling, Verhandl. d. Deutsch. Physik. Ges. 12. p. 1011. 1910.

2) Die Versuchsanordnung war genau dieselbe wie früher. Der einzige Unterschied bestand darin, daß mehr Phosphorpentoxydgefäße da waren, wir dieselben häufig erneuerten und immer nur ganz trockenen Sauerstoff, der wochenlang über Phosphorpentoxyd gestanden hatte, durchströmen ließen.

handen ist, oder ob er auch unter andern Bedingungen durch Dissoziation erhalten wird. Die Photographien zeigten, daß je stärker der primär negative Sauerstoff, um so stärker auch der dissoziiert negative Sauerstoff; war der primäre negative verschwunden, so fehlte auch der dissoziierte Anteil. Dies konnte auf zwei Arten erklärt werden: Entweder verhält sich neutralisiertes negatives O im Kanalstrahl anders als neutralisiertes positives O, oder eine schwache Beimengung Wasserdampf, die gleichzeitig im Entladungsraum und Beobachtungsraum auftrat, war die Ursache der Erscheinung. Doch sollte der folgende Versuch entscheiden: Wenn der Entladungsraum trocken gehalten wurde, so daß aus ihm kein negativer Sauerstoff austrat, der Beobachtungsraum aber Wasserdampf enthielt, so mußte, wenn die zweite Ansicht richtig war, negativer Sauerstoff als Dissoziationsprodukt erscheinen. Dies gelang mehrmals, es war aber nicht zu vermeiden, daß etwas Wasserdampf aus dem Beobachtungsraum durch die Kapillare in den Entladungsraum hinüberdiffundierte und dadurch einen schwachen primären negativen Anteil verursachte. Doch war beachtenswert, daß hierbei die Geschwindigkeit der primär negativen Ionen der zweiten Ionisierungsstelle mit der geringeren Geschwindigkeit entsprach. Der dissoziiert negative Anteil dagegen hatte zwei verschiedene Geschwindigkeiten, die den beiden Ionisierungsstellen des positiven bzw. neutralen Strahles entsprachen. Schon dies machte es sehr wahrscheinlich, daß der dissoziiert negative Strahl im Beobachtungsraum auch aus neutralisiert positiven Teilen entstanden war. Doch ließ die Tatsache noch immer andere Deutungen zu, und da die ganze Frage mir fundamental erschien und ich eine sichere Antwort haben wollte, wurden die Versuche in anderer Weise fortgeführt. Nach vielen vergeblichen Bemühungen gelang es endlich, eine geeignete Anordnung zu treffen.

Am Anfang des Beobachtungsraumes unmittelbar hinter der Kapillare befindet sich das früher beschriebene horizontale elektrostatische Feld. Dann durchsetzt der Strahl 19 cm des Beobachtungsraumes und geht durch ein sehr starkes horizontales Magnetfeld, das sich 2 cm vor dem Phosphoreszenzschirm bzw. der photographischen Platte unserer Anordnung befindet. Man nimmt am besten Geschwindigkeiten von

1,1 bis 1,2 ($2{,}6 \cdot 10^8$), und im Beobachtungsraum einen Luftdruck von etwa 1 bis $2 \cdot 10^{-4}$ mm, Wasserdampf etwa $6 \cdot 10^{-4}$ mm. Vorher hat man etwa 5 Min. lang Entladungsraum und Beobachtungsraum mit atmosphärischer Luft gefüllt. Dann beobachtet man, daß von dem durch das elektrostatische Feld im Sinne des positiven Anteils abgelenkten Kanalstrahles das Magnetfeld sowohl nach oben (positiv) wie nach unten (negativ) von dieser Richtung einen dem Sauerstoffatom entsprechenden Anteil ablenkt. Es ist also aus einem anfänglich positiven O-Kanalstrahl im Beobachtungsraum ein negativer O-Strahl entstanden. Für die H-Strahlen gilt ähnliches; doch ist der negativ dissoziierte Anteil, der aus dem positiven entstand, viel schwächer. Der Vorgang der negativen Umladung im Beobachtungsraum geht folgendermaßen vor sich: Aus dem im elektrostatischen Feld positiven Anteil bildet sich ein assoziierter, der als solcher auch zum Teil erhalten bleibt (a_1), dieser dissoziiert zum Teil positiv und fällt dann mit dem dauernd positiven O_1 zusammen, zum Teil dissoziiert er negativ $-O_1'$; dasselbe gilt für die zweite schwächere Ionisierungsstelle 2.

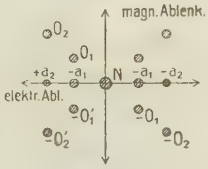


Fig. 5.

Ganz Analoges kann man unter günstigen Bedingungen auch am negativ assoziierten Strahl wahrnehmen, wenn es gelungen ist, ihn genügend stark zu erhalten. Man sieht, daß der erst negative, dann assoziierte Strahl sowohl negativ wie positiv assoziiert. Damit ist die Frage so weit beantwortet wie das jetzt möglich ist: *ein neutralisiertes negatives Ion ist dasselbe wie ein neutralisiertes positives Ion.* Ob diese dagegen genau dasselbe sind wie ein neutrales Atom bei tiefer Temperatur, wäre für Deutung des Umladungsmechanismus sehr wichtig, läßt sich aber bis jetzt noch nicht sagen.

Negativer Kohlenstoff trat gleichzeitig mit negativem *Wasserstoff* und *Sauerstoff* auf, als bei einer Anordnung zufällig elektrische Entladung in dem Ramsaykitt ging und sich viel Kohlenwasserstoffe entwickelten. Während in diesem Falle die Intensität des negativen O_2 verglichen mit der des positiven etwa 1, die des negativen H mit positivem H verglichen etwa $^1/_3$—$^1/_4$ war, war negatives C etwa $^1/_4$—$^1/_5$ von positiven. Not-

wendig ist zur Entstehung des negativen Kohlenstoffes ebenso wie des Wasserstoffes und Sauerstoffes die Anwesenheit von Wasserdampf.

Vergleicht man in einem Rohre mit mehreren ausgeprägten Ionisierungsstellen, die sich als getrennte Schwärzungen kundgeben, die Geschwindigkeiten der zusammengehörigen positiven und negativen Strahlen, die als solche aus dem Entladungsraum austreten, so erhält man folgende Werte:

	v	
	$+O$	$-O$
in O_2 . .	1,00	0,90
	1,09	1,02
	0,81	0,77
in H_2 . .	1,06	0,98

	v	
	$+H$	$-H$
in H_2 . .	0,90	0,85

Die Geschwindigkeit der negativen Teile ist also stets geringer als die der positiven.

Die Bildung der negativen Ionen erfolgt stets stärker aus den Strahlen der Ionisierungsstelle mit geringerer Geschwindigkeit. Demnach ist eine gewisse Analogie zu den Umladungen vorhanden.

Bei der Dissoziation und Bildung negativer Teile im Beobachtungsraum ändert sich dagegen die Geschwindigkeit nicht. Daher haben die im Beobachtungsraum infolge von Wasserdampf sich aus den positiv neutralisierten bildenden negativen Ionen eine größere Geschwindigkeit als die primär negativen Ionen. Messungen ergaben Unterschiede von 5—10 Proz. Die Absorption der negativen Ionen schien stärker als die der positiven, doch ist das noch nicht sicher festgestellt.

Zusammenfassung.

1. Die Theorie zeigt, daß bei Zusammenstößen nur eine sehr geringe Geschwindigkeitsabnahme und geringes Scattering der Kanalstrahlen statthaben kann, falls der Zusammenstoß mit den Elektronen erfolgt.

Das Experiment zeigt:

Die Geschwindigkeit des positiven H-Strahles bleibt innerhalb $\pm$ 0,5 Proz. Fehler konstant bei Drucken bis 5.10^{-3} mm Hg und einer Wegstrecke von 14 cm; dies gilt für die Geschwindigkeiten von 1,5 bis $2{,}6.10^8$ cm/sec. Die Geschwindigkeit des dissoziierten H-Strahles ist gleich der des positiven innerhalb $\pm$ 0,5 Proz. Fehler für die Geschwindigkeiten von $1{,}5.10^8$ bis $2{,}6.10^8$ cm/sec; dies gilt auch für He- und H_2-Strahlen.

Es ist daher auch höchst wahrscheinlich, daß die Geschwindigkeit des neutralen Strahles innerhalb der Fehlergrenzen $\pm$ 0,5 Proz. der des positiven gleich ist.

2. Es wurde die angenäherte Theorie der Umladung für bestimmte Versuchsbedingungen zunächst abgeleitet auf Grund der Annahme, daß die Art der Umladung und Absorption für positive und neutrale Strahlen gleich ist. Die aufgestellte Theorie der Umladung steht als Spezialfall in Übereinstimmung mit der gleichzeitig aufgestellten Theorie von W. Wien, die hinsichtlich der Umladung allgemeiner ist.

Die Weglänge der Umladung für bestimmte e/m ist eine Funktion der Geschwindigkeit, des Druckes und des Molekulargewichtes des Gases und als solche durch Kurven dargestellt und theoretisch diskutiert worden. Zwei Erklärungen für die Umladungen werden mathematisch formuliert.

3. Das Verhältnis, das zwischen der Zahl der positiven Teile und der neutralen besteht, ist eine von dem Druck im Beobachtungsraume wesentlich unabhängige Konstante. Sie hängt von Geschwindigkeit ab, ist für $v = 1{,}8.10^8$ bis $2{,}6.10^8$ cm/sec 0,45 bis 0,8 und nähert sich vermutlich für größere Geschwindigkeiten dem Wert 1.

4. Die Weglänge des positiven Ions bei gleicher Geschwindigkeit und bei gleichem Drucke in verschiedenen Gasen hängt von der Natur des Gases ab, ungefähr in der Weise, wie es den Querschnitten der „ruhenden“ Moleküle entsprechen würde.

5. Für verschiedene Kanalstrahlionen ist die Weglänge (λ_p) bei gleicher kinetischer Energie und gleichem Gasdrucke ungefähr proportional $1/\sqrt{m}$.

6. Die Absorption der wesentlich positiven Kanalstrahlteile bei den Drucken von $3 \cdot 10^{-4}$ bis $5 \cdot 10^{-3}$ mm Hg in dem Bündel scheint proportional dem Drucke und fast unabhängig von der Geschwindigkeit (bei $v = 1{,}8 \cdot 10^8$ bis $2{,}6 \cdot 10^8$ cm/sec) zu sein.

7. Auf Grund der Annahme, daß im Entladungsraume die Weglänge der positiven und neutralen Teile gleich ist, könnte man den Wert des Quotienten zwischen dem direkt beobachteten Potentialgefälle und dem berechneten aus der Gleichung $eE = mv^2/2$ bestimmen. Er würde für H-Strahlen gleich 2 sein, was mit Beobachtungen von W. Wien ziemlich gut übereinstimmen würde.

8. Die negativen Ionen entstehen hauptsächlich bei Anwesenheit des Wasserdampfes sowohl im Entladungsraume wie im Beobachtungsraume. Bei der Umladung aus negativen Ionen bilden sich neutrale, aus diesen neutralen bilden sich sowohl positive wie negative durch Dissoziation.

Die Geschwindigkeit der im Entladungsraume entstandenen negativen H-Ionen ist kleiner als die der positiven.

Die vorliegende Arbeit wurde im Mathematisch-physikalischen Institut der Universität Freiburg i. B. auf Anregung von Herrn Prof. J. Koenigsberger ausgeführt.

Für eine große Reihe von Ratschlägen und namentlich auch für die Unterstützung in sprachlicher Hinsicht bei Abfassung dieser Arbeit bin ich Herrn Prof. J. Koenigsberger zu dauerndem Danke verpflichtet.